

UNIVERSITY OF TORONTO



3 1761 01127807 4











Physics  
a

③

7. Dec.

30.0

# Lehrbuch

der

# kosmischen Physik

von

Dr. Svante August Arrhenius

Professor der Physik an der Hochschule Stockholm.

## Zweiter Teil

Mit 138 Abbildungen im Text und 1 Tafel.



60709  
18/9/03

Leipzig

Verlag von S. Hirzel

1903.

Das Recht der Übersetzung ist vorbehalten.

QC  
806  
A77  
t.2

# Inhaltsverzeichnis

zum 2. Teil.

	Seite		Seite
<b>Physik der Atmosphäre.</b>		Berechnung der Wärmeein- strahlung, wenn von der Wir- kung der Atmosphäre abge- sehen wird . . . . . 509	
I. Bestandteile der Luft . . . . .	473	Die Temperatur unter verschie- denen Breitengraden . . . . .	511
Zusammensetzung der Atmo- sphäre . . . . .	473	Eigentümlichkeiten in der Tem- peraturverteilung . . . . .	513
Masse der Atmosphäre . . . . .	474	Veränderung des solaren Klimas durch die Wärmeabsorption . . . . .	515
Chemische Eigentümlichkeiten der atmosphärischen Gase. Der Luftsauerstoff . . . . .	475	Aktinograph für Ballonfahrten . . . . .	517
Die Kohlensäure der Luft . . . . .	477		
Die örtliche Veränderung des Gehaltes an Sauerstoff und Kohlensäure in der Luft . . . . .	479	III. Die Wärmeverluste der Erde . . . . .	518
Weniger hervortretende Luft- bestandteile . . . . .	481	Die nächtliche Strahlung . . . . .	518
Durchsichtigkeit der Luft . . . . .	483	Die Wärmebilanz des Erdbodens . . . . .	523
Staubgehalt der Luft . . . . .	485		
Höhenrauch oder Haarrauch . . . . .	490	IV. Die Temperatur der Erd- oberfläche . . . . .	526
II. Die Wärmezufuhr zur Erde . . . . .	491	Eindringen der Wärmewellen in den Boden . . . . .	526
Die Wärmeleitfähigkeit der Luft . . . . .	491	Die jährliche Schwankung . . . . .	527
Die Sonnenstrahlung. Älteste Messungen . . . . .	492	Die tägliche Schwankung . . . . .	528
Neuere Untersuchungen . . . . .	494	Wärmeaustausch an der Erd- oberfläche . . . . .	530
Die absorbierenden Bestandteile der Atmosphäre . . . . .	499	Wärme- und Temperaturleit- fähigkeit des Bodens . . . . .	533
Absorption durch Dämpfe . . . . .	502	Die Erwärmung der Erdober- fläche . . . . .	534
Messungen über den jährlichen und täglichen Gang der Sonnenstrahlung . . . . .	505	Eindringen des Frostes in den Boden . . . . .	543
Die Verschiedenheit der Sonnen- strahlung an verschiedenen Orten . . . . .	508		











# Physik der Atmosphäre.

## I. Bestandteile der Luft.

Zusammensetzung der Atmosphäre. Wie die meisten grösseren Himmelskörper ist die Erde von einer nach aussen allmählich abnehmenden Gashölle, der Atmosphäre, umgeben. Die darin enthaltenen Gase wurden ursprünglich als ein einheitlicher Körper, die Luft, angesehen, welche von Aristoteles an als eines der vier Elemente aufgefasst wurde. Dieser Vorstellung machte die Entdeckung des Sauerstoffs in der Luft ein Ende, indem dadurch erwiesen wurde, dass in der Luft wenigstens zwei elementare Gase, Sauerstoff und Stickstoff, sich befinden. Ausserdem enthält, wie man schon lange wusste, die Luft zwei chemische Verbindungen, nämlich Wasserdampf und Kohlensäure. Diese sind relativ leicht aus der Luft zu entfernen, durch chemische Absorptionsmittel, nämlich Kali, Natron oder Natronkalk für die Kohlensäure und Chlorealcium, Schwefelsäure oder Phosphorsäureanhydrid für den Wasserdampf. Deshalb wurden diese Verbindungen nicht als eigentliche Bestandteile der Luft betrachtet, was auch in physikalischer Beziehung berechtigt erscheint, da sie auch in dieser Hinsicht recht abweichende Eigenschaften von den übrigen Bestandteilen zeigen.

So lagen die Verhältnisse bis vor wenigen Jahren (1894), als Ramsay und Lord Rayleigh durch die verschiedene Dichte des chemisch (aus Stickstoffoxydul, Stickstoffoxyd, Chlorammonium, Ammoniumnitrit oder Ammoniumnitrat) und des aus der Luft durch Wegnahme des Sauerstoffs (mittels rotglühenden Kupfers oder Eisens) bereiteten Stickstoffs zur Vermutung geführt wurden, dass ein fremder Körper im sogenannten Luftstickstoff enthalten sei. Der Unterschied der specifischen Gewichte war nicht geringer als etwa 0,5 Proz., und zwar war der Luftstickstoff

schwerer. Das fremde Gas musste also schwerer als Stickstoff sein. Durch Leitung des Luftstickstoffs über stark rotglühendes Magnesiumpulver, welches Stickstoff (und Sauerstoff) absorbiert, kann man diesen Stoff aus der Mischung ausscheiden und erhält so als Rückstand ein farbloses Gas, das man Argon genannt hat, und welches 1,42 mal schwerer als Stickstoff ist.

Seitdem haben hauptsächlich Ramsay und seine Mitarbeiter erwiesen, dass das so bereitete Argon kein einheitlicher Körper ist, sondern etwa 0,2 Proz. andere Gase enthält. Dieselben sind Neon, Helium, Krypton und Xenon (in den Mengen  $1,5 \cdot 10^{-5}$ ,  $1,5 \cdot 10^{-6}$ ,  $10^{-6}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-8}$  Vol.-Teile der Luft) und spielen keine nennenswerte Rolle.

Die Zusammensetzung der Luft ist nach diesen Untersuchungen:

Stickstoff . . .	78,16	Volums-Proz.	75,60	Gewichts-Proz.		
Sauerstoff . . .	20,90	„ „	23,10	„ „		
Argon u. s. w. .	0,94	„ „	1,30	„ „		
	100,00	„ „	100,00	„ „		

Masse der Atmosphäre. Die Gase der Atmosphäre wiegen ebensoviel wie eine 76 cm hohe Quecksilbersäule von derselben Grundfläche (und bei  $0^{\circ}$  C.). Da das spezifische Gewicht des Quecksilbers (bei  $0^{\circ}$  C.) 13,6 beträgt, so wiegt eine Quecksilbersäule von 76 cm Höhe und  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt  $76 \cdot 13,6 = 1033,3 \text{ g}$ . Das Gewicht der Luftmasse übt demnach einen Druck von 1,0333 kg auf jeden  $\text{cm}^2$ , oder 10,333 Meter-tonnen auf jeden Quadratmeter der Erdoberfläche aus.

Die Erdoberfläche besitzt weiter die Grösse von  $4\pi r^2 \text{ m}^2$ , wenn  $r$  die Länge des Erdhalbmessers in Meter angiebt. Ausgerechnet giebt dies  $5,097 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ , wonach das Gewicht der Luftmasse  $5,27 \cdot 10^{15}$  Meter-tonnen ausmacht.

Da das Totalgewicht der Erde (mit dem spezifischen Gewicht 5,53)  $5,985 \cdot 10^{21}$  Metertonnen ausmacht, so beträgt die Atmosphäre nur den 1136000. Teil der ganzen Erdmasse. Verglichen mit der Masse des Oceans,  $13,4 \cdot 10^{17}$  Tonnen, erreicht die Masse des Luftmeeres nur den 252. Teil derjenigen der Hydrosphäre.

Mit Hilfe der oben gegebenen Daten über die Zusammensetzung der Luft, sowie aus dem mittleren Kohlensäure- und Wasserdampfgehalt der Luft von 0,044 bzw. 0,28 Gew.-Proz. ist die folgende Tabelle über die Menge der verschiedenen atmosphärischen Gase berechnet:

	Totalmenge	Menge pro m <sup>2</sup> Erdoberfläche
Stickstoff. . . . .	398,4 · 10 <sup>13</sup> Ton.	7812 kg
Sauerstoff . . . . .	121,6 „ „	2387 „
Argon u. s. w. . . . .	6,84 „ „	134,3 „
Kohlensäure . . . . .	0,23 „ „	4,6 „
Wasserdampf . . . . .	1,46 „ „	28,5 „

Da 1 l Luft bei 760 mm Druck, 0° C. und 45° Br. am Meerespiegel 1,293 g wiegt, so würde die Atmosphäre, wenn sie überall diese Dichte hätte, eine Höhe von 7991 m oder rund 8000 m besitzen. Diese Höhe, welche „die Höhe der homogenen Atmosphäre“ genannt wird, giebt eine Vorstellung von der Luftmasse und erleichtert viele Rechnungen durch ihre Einführung.

Wegen der Abnahme der Schwerkraft mit steigender Entfernung von der Erdoberfläche ist eine kleine Korrektion an diesem Wert anzubringen. Nach Ekholm beträgt der korrigierte Wert 8010 m.

Zu dieser Korrektion ist bei der Berechnung der Masse der Luft noch eine, die etwa den doppelten Betrag der letztgenannten erreicht, wegen der konischen Erweiterung einer vertikalen Luftsäule nach oben hinzuzufügen. Weiter ist dabei zu beachten, dass der mittlere Barometerdruck an der Meeresoberfläche 758 mm (nicht 760 mm) beträgt, und dass das Luftmeer über der festen Erdoberfläche nicht bis zum Meeresniveau hinunterreicht. Der gesamte Einfluss aller genannten Umstände bewirkt eine Verminderung in der oben berechneten Totalmenge von Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlensäure um etwa 1,8 Proz.

Chemische Eigentümlichkeiten der atmosphärischen Gase. Der Luftsauerstoff. Es ist auffallend, dass die Gase der Luft, wenn man Sauerstoff ausnimmt, durch ihren Mangel an chemischer Reaktionsfähigkeit sich auszeichnen. Besonders gilt dies für die neuentdeckten Gase Argon, Neon, Helium u. s. w., welche überhaupt nicht mit unseren Hilfsmitteln in Verbindungen überzuführen zu sein scheinen. Auf diese Weise ist es verständlich, dass diese Gase nicht von der festen Erdkruste aufgenommen worden sind. Dagegen könnte man wohl meinen, dass der Sauerstoff der Luft, welcher sehr leicht in feste Verbindungen eingeht und thatsächlich bei Verwitterung von verschiedenen Mineralien, wie Schwefelmetallen, besonders Pyrit (Schwefeleisen), und Eisenoxydverbindungen (vgl. S. 342) verbraucht wird, eigentlich hätte im Laufe

der Zeit aus der Atmosphäre verschwinden müssen. Dieser Umstand legt die Frage nahe, ob nicht Sauerstoff stetig neuproduziert wird. Nun ist es wohlbekannt, dass die Pflanzen aus Kohlensäure Kohlenstoff ausscheiden und freien Sauerstoff an die Atmosphäre abgeben. Der so produzierte Kohlenstoff wird allmählich abgelagert und findet sich in den Torfablagerungen bzw. Braun- und Steinkohlenflötzen wieder. Prof. Koene in Brüssel hat zuerst (1856) die Aufmerksamkeit darauf gerichtet, dass die fossile Kohle der Erde eine solche Masse besitzt, dass sie bei einer eventuellen Verbrennung wohl den Sauerstoff der Luft konsumieren würde. Man ist wohl berechtigt, wegen dieses Umstandes zu vermuten, dass aller Sauerstoff in der Luft durch die Wirkung des Pflanzenlebens in vergangenen geologischen Epochen entstanden ist. Kohlensäure (und Wasser) werden stetig aus dem Erdinneren zur Atmosphäre (vermittelt der Vulkane) befördert. Der Wasserdampf kondensiert sich und geht ins Weltmeer oder wird bei der Verwitterung (zur Kaolinbildung) verbraucht. Ebenso wird die Kohlensäure teilweise zur Verwitterung verbraucht, teilweise durch die Pflanzen in Kohle und atmosphärischen Sauerstoff verwandelt. Der Sauerstoff wird folglich immer neuproduciert und auf diese Weise ist sein jetziges Vorkommen in der Atmosphäre, trotz des stetigen Verbrauchs, erklärlich.

In jüngerer Zeit ist diese Frage wiederholt Gegenstand der Diskussion gewesen, wozu besonders die Vorträge von Lord Kelvin beigetragen haben. Zuerst sprach er die Ansicht aus, welche Koene vertreten hatte; dass aller Sauerstoff in der Atmosphäre von Pflanzen produziert sei. Später aber fand er die Menge Kohle, 0,9 Tonnen pro Quadratmeter Erdoberfläche, welche in der Erdkruste abgelagert sein müsste, um dem atmosphärischen Sauerstoff, welcher 2,4 Tonnen pro  $m^2$  beträgt, zu entsprechen, all zu gross, um durch die geologischen Befunde bestätigt zu werden. Er äusserte sich folglich dahin, dass wahrscheinlicherweise in der ursprünglichen Atmosphäre der Erde Sauerstoff sich befand.

Die Koenesche Ansicht, welche in mehreren Abhandlungen von Phipson verteidigt wurde, ist neuerdings von Stevenson zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung gemacht worden. Nach seiner Schätzung befinden sich in der Erdkruste in sedimentären Schichten so grosse Kohlenmengen, dass sie wohl bei ihrer Verbrennung zu Kohlensäure die ganze Sauerstoffmenge der Luft verbrauchen würden. Ausserdem sind in diesen Schichten grosse Mengen von Schwefelmetallen, besonders Pyriten, eingeschlossen, welche ohne Zweifel durch die redu-

zierende Wirkung von organischen Substanzen entstanden sind. Diese Mengen wären schon an und für sich genügend, um bei ihrer Oxydation den Luftsauerstoff zu verbrauchen, ein Schluss zu dem Ebelmen früher gekommen war.

Phipson hat zu dieser Diskussion, die wegen der mangelhaften geologischen Daten noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden darf, einen interessanten Beitrag geliefert, indem er zeigte, dass Pflanzen, sowohl niedere, wie Bakterien, als höhere, wie Ackerwinde, in einer sauerstofffreien Atmosphäre gedeihen können. Er setzte nämlich Pflanzen in eine Atmosphäre, die ausser etwas Kohlensäure nur Stickstoff oder Wasserstoff enthielt. Es zeigte sich dabei, dass Sauerstoff entwickelt wurde, welcher den anwesenden Wasserstoff zu Wasser oxydierte. Wenn es auch, nach Ansicht der meisten Pflanzenphysiologen unwahrscheinlich ist, dass die Pflanzen Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser umsetzen, so erfolgt dieser Prozess von selbst durch elektrische Entladungen in der Atmosphäre. Wenn folglich die Erdatmosphäre anfänglich Stickstoff und Wasserstoff neben Kohlensäure enthalten hat, so konnte darin sehr wohl ein Pflanzenleben entstehen, welches Sauerstoff entwickelte, der zuerst den Wasserstoff allmählich zu Wasser umsetzte, um nachher als freier Sauerstoff in der Luft zu verbleiben. Da die Sonne in ihrer Atmosphäre grosse Mengen von Wasserstoff enthält, ist es nicht unwahrscheinlich, dass dieses Gas in grosser Menge in der ursprünglichen Erdatmosphäre vorhanden gewesen ist. Vielleicht kamen auch in der ursprünglichen Erdatmosphäre Kohlenwasserstoffe vor, welche in der Atmosphäre der Kometen eine grosse Rolle spielen. Diese Kohlenwasserstoffe werden dann demselben Schicksal anheimgefallen sein, wie der Wasserstoff.

Die Kohlensäure der Luft. Ein anderes Gas, dessen Menge in der Atmosphäre in geologischer Zeit wahrscheinlich grossen Veränderungen unterworfen gewesen ist, ist die Kohlensäure. Alle Kohlenbecken und noch mehr alle Kalksteine in den sedimentären Schichten haben ihre Kohle aus der Atmosphäre erhalten. Nach Högboms Schätzung ist auf diese Weise wenigstens so viel Kohlensäure der Atmosphäre entzogen worden, als allein einen Druck von etwa zehn Atmosphären ausüben würde. Es wäre aber sehr verfehlt, wie früher häufig geschah, anzunehmen, dass diese grosse Kohlensäuremenge auf einmal in der Atmosphäre vorhanden gewesen wäre. Vielmehr ist die Kohlensäure allmählich der Luft zugeführt worden und ebenso allmählich daraus ausgeschieden. Die wichtigste Kohlensäurequelle findet sich in den vul-

kanischen Exhalationen; es ist sehr schwer zu schätzen, wie viel Kohlensäure durch den Vulkanismus der Atmosphäre pro Jahr zugeführt wird. Nehmen wir aber an, dass in historischer Zeit die Zu- und Abfuhr dieses Gases einander Gleichgewicht gehalten haben, so ist dieses Gleichgewicht in letzter Zeit stark gestört, indem jährlich etwa 700 Millionen Tonnen Kohle (1900) verbrannt werden. Da aus 3 g Kohle (und 8 g Sauerstoff) 11 g Kohlensäure entstehen, so entspricht dies etwa dem 900. Teil der Kohlensäuremenge in der Atmosphäre. Wenn also die übrigen Prozesse einander in Gleichgewicht halten, so wird die Kohlensäuremenge in der Atmosphäre schnell zunehmen. Dabei wirkt wohl das Weltmeer als ein grosser Regulator (nach Schloesing), indem etwa 83 Proz. von der neugebildeten Kohlensäuremenge darin absorbiert werden, während  $\frac{1}{6}$  in der Atmosphäre zurückbleibt. Die Kohlensäuremenge in der Luft würde demnach in 54 Jahren um etwa ein Hundertstel zunehmen, was wohl durch genaue Analysen festgestellt werden könnte.

Man hat die Befürchtung ausgesprochen, dass die schnell steigende Kohlenverbrennung — sie nimmt etwa auf das Doppelte in zwanzig Jahren zu — den Sauerstoff der Luft verbrauchen würde, was für das animalische Leben unzuträglich wäre. Indessen ist diese Befürchtung unbegründet. Steigt nämlich die Kohlensäuremenge der Luft, so nimmt auch die Assimilation der Pflanzen zu, und wahrscheinlicherweise nahezu proportional der Kohlensäuremenge (nach Untersuchungen von Godlewski, vgl. S. 343). Liebig schätzte die Menge von Trockensubstanz, welche durch die Vegetation auf einem Hektar Wald, Wiese oder Acker jährlich ausgeschieden wird. Er kam zu dem Resultat, dass in Mitteleuropa die Ausscheidung in den drei erwähnten Fällen von gleicher Grössenordnung ist und zwar 2,5 Tonnen pro Hektar entspricht. Von dieser Trockensubstanz (hauptsächlich Cellulose) sind etwa 40 Proz. Kohle, folglich ist die Kohlenausscheidung durch Pflanzen jährlich 1 Tonne pro Hektar. Legt man diese Ziffer für die ganze feste Erdkruste zu Grunde, indem an vielen Stellen die Vegetation steriler, dagegen an anderen, in den Tropen, viel üppiger ist, so erhält man für die ganze Erde eine jährliche Kohlenstoffproduktion von nicht weniger als 13000 Millionen Tonnen.

Man ersieht aus diesen Daten, verglichen mit dem Kohlensäuregehalt der Luft, welche etwa 630000 Millionen Tonnen Kohle entspricht, dass der jährliche Umsatz durch die Vegetation etwa ein Fünfzigstel und durch die Verbrennung etwa ein Neunhundertstel der ganzen jetzigen Kohlensäuremenge der Luft ausmacht. Eine relativ geringe Zunahme der Vegetation vermag demnach das durch die wachsende Verbrennung

der Kohle gestörte Gleichgewicht wiederherzustellen. Und es ist kein Zweifel, dass dies auch geschehen würde. Denn die Zunahme der Kohlensäure in der Atmosphäre würde die Temperatur des Erdbodens erhöhen und eine Ausgleichung der Temperaturextreme herbeiführen, was offenbar für die Vegetation stark förderlich wäre. Es würde sich also das Gleichgewicht in Bezug auf den Luftsauerstoff nur äusserst wenig verschieben.

Auf der anderen Seite ersieht man aus diesen Daten, dass, wenn auch das Meer als ein grosser Regulator von fünf mal so grosser Kapazität wie diejenige der Atmosphäre wirkt, doch leicht Störungen in der Kohlensäurebilanz eintreten können, und dass die Kohlensäureproduktion durch Verbrennung von fossilen Kohlen in der Länge der Zeit — sagen wir in 1000 Jahren — den Kohlensäuregehalt der Luft merklich, um etwa ein Fünftel bei dem jetzigen Verbrauch, erhöhen wird.

Die wichtigste Kohlensäurequelle ist in der vulkanischen Thätigkeit zu suchen. Diese ist nun in verschiedenen geologischen Zeiten stark wechselnd gewesen, und dieser Umstand giebt, nach Högbon, einen triftigen Grund zur Annahme, dass die Kohlensäuremenge in der Luft in verschiedenen Zeiten stark veränderlich gewesen ist. Auf einen sehr hohen Kohlensäuregehalt der Luft deutet die Bildung von Oolithen, die in mehreren älteren geologischen Formationen vorkommen. Dieselben entstanden wahrscheinlich durch Ausscheidung aus einer gesättigten Lösung von Calciumbikarbonat ohne Vermittelung von kalkabscheidenden Organismen. Es ist demnach in jenen Zeiten die Luft so voll Kohlensäure gewesen, dass die Verwitterung genug Calciumbikarbonat produzieren konnte, um das Meereswasser wenigstens an einigen Stellen mit diesem Salz gesättigt zu erhalten. Auch die in einigen geologischen Zeiten ausserordentlich üppige Vegetation macht einen gleichzeitigen hohen Kohlensäuregehalt der Luft wahrscheinlich.

Eine vielleicht nicht unbedeutende, aber schwer zu schätzende, Kohlensäurequelle der Erde liegt in der Verbrennung von kohlenstoffhaltigen Körpern meteoritischen Ursprunges.

Die Kohlensäure, und in etwas geringerem Grade der Wasserdampf, ist als die eigentliche „Lebensluft“ anzusehen, während man ursprünglich diesen Namen dem Sauerstoff vorbehielt, weil derselbe für die Atmung der Tiere unentbehrlich ist.

Die örtliche Veränderung des Gehalts an Sauerstoff und Kohlensäure in der Luft. Von diesen wichtigen Gasen kommt das eine, der Sauerstoff, in nahezu konstanter Menge in der Luft vor. Die

Veränderungen, welche man in dieser hat nachweisen wollen — man hat z. B. zu finden geglaubt, dass in München Nordwind mehr Sauerstoff mitführt als Südwind, oder dass der Sauerstoffgehalt bei barometrischen Minimis grösser ist als bei Maximis (in Amerika) — sind nicht als sichergestellt anzusehen. Auch mit der Höhe über der Erdoberfläche ändert sich der Sauerstoffgehalt nicht merklich, obgleich man theoretische Gründe dies zu vermuten schon hätte (vgl. weiter unten). Nach Millers Analysen von Luftproben, die in verschiedenen Höhen von Welsh bei Ballonfahrten genommen waren, war der Sauerstoffgehalt 20,92 Proz. an der Erdoberfläche (London), 20,89 in 4100 m, 20,75 in 5490 und 20,89 in 5680 m Höhe.

Von 203 Analysen von an der Erdoberfläche genommenen Luftproben ergab das Mittel 20,93 Vol.-Proz. Sauerstoff. Die Extreme waren 21,00 (Tromsö) und 20,86 (Para, Brasilien). Man ist daher wohl berechtigt zu sagen, dass überall der Sauerstoffgehalt der Luft der gleiche ist.

Dagegen scheint der Kohlensäuregehalt der Luft recht veränderlich zu sein. Er erreicht für das Festland etwa 0,03 Vol.-Proz. oder 0,044 Gew.-Proz. Er ist am Tage etwas geringer als in der Nacht, Armstrong fand z. B. 0,0296 bzw. 0,033 Vol.-Proz. Dies beruht auf der Wirkung der Vegetation, welche am Tage Kohlensäure verbraucht, in der Nacht dagegen produziert.

Wegen des Kohlensäureverbrauches der Vegetation ist auch an Plätzen mit reichem Pflanzenwuchs der Kohlensäuregehalt geringer im Sommer als im Winter. Das Maximum des Kohlensäuregehalts tritt daselbst zufolge der Vermoderung von Pflanzenteilen im Frühling und Herbst ein. So z. B. fand Palmquist in der Nähe von Stockholm für Juli 0,029, für Dez.—Febr. 0,032, für November und April 0,034 Vol.-Proz. Vegetationslose Plätze zeigen dagegen keinen ähnlichen jährlichen Gang des Kohlensäuregehalts.

Diese Schwankungen dürften auf die niedrigsten Luftschichten begrenzt sein. Der Kohlensäuregehalt über dem Meer ist häufig viel niedriger gefunden, so z. B. ist 0,014 bis 0,020 Vol.-Proz. mehrere Mal an der Westküste von Nordafrika und an der Ostküste von Brasilien beobachtet worden. Abwechselnd damit kommen auch Werte von 0,028 bis 0,030 vor. Im Mittel fand Troili-Pettersson für den Süd-Atlanten 0,0232. Etwas höhere Werte gab die Landluft aus Patagonien, im Mittel 0,027, wechselnd zwischen 0,0225 und 0,032, und einen noch höheren Wert, 0,0305, gab die Luft vom Nord-Atlanten und dem Eismeer. Zwischen Island und Grönland fand Nansen auch einen abnorm

niedrigen Wert 0,025 (min. 0,009), während oben auf dem grönländischen Inlandeis die Ziffern normal (0,031) waren. Die abnorm niedrigen Zahlen, welche man auf dem Meer und in dessen Nähe gefunden hat, sind ohne Zweifel von einer Aufnahme von Kohlensäure in das Meer verursacht (dieses braucht dabei, wie die Temperaturangaben vom Südatlanten, 23—27° C., zeigen, nicht sehr kühl zu sein). Die dadurch entstehende Verarmung der niederen Luftschichten an Kohlensäure macht sich nur so lange geltend, als keine merklichen vertikalen Bewegungen in der Luft vorkommen. Deshalb ist wahrscheinlicherweise die Ziffer 0,031—0,032 Vol. Proz., welche den Landverhältnissen entspricht, auch für die mittleren Verhältnisse im Luftmeer gültig.

Der Gehalt der Luft an Kohlensäure scheint sich auch nicht merklich mit der Höhe über der Meeresoberfläche zu ändern. Die auf Ballonfahrten von S. A. Andrée genommenen Luftproben zeigten folgenden Kohlensäuregehalt:

Höhe	0	380	1200	2370	3200	3830 m.
Gehalt	3,20	4,18	3,23	3,17	3,10	3,37.10 <sup>-4</sup> .

Abgesehen von dem Wert 0,0418 Proz. für 380 m Höhe, welcher wohl zufälligen Umständen zuzuschreiben ist, stimmen die übrigen Zahlen sehr nahe mit dem Mittelwert 0,0320, welcher für die Nähe von Stockholm gefunden war.

Müntz fand für Pic du Midi (2880 m) 0,0278 gegen 0,0282 in einem Gebirgsthale von 600 m Höhe in den Pyrenäen. Andererseits wurde auf Grands Mulets (3050 m am Mont Blanc) 0,0269 in dem 2000 m darunter liegenden Chamounix 0,0262 Vol.-Proz. gefunden. Die Unterschiede scheinen rein zufällig zu sein.

Natürlicherweise kann die Nachbarschaft von vulkanischer oder industrieller Thätigkeit den Kohlensäuregehalt der Luft bedeutend erhöhen.

Der dritte von den für das Leben wichtigen Luftbestandteilen — der Wasserdampf —, schwankt ausserordentlich in seiner Menge und ist ein so wichtiger klimatischer Faktor, dass er unten eine eigene Abtheilung erhält.

Weniger hervortretende Luftbestandteile. In ganz verschwindender Menge kommen beinahe alle chemische Elementarstoffe in der Luft ebenso wie im Meereswasser vor. Dies beruht darauf, dass bei der Brandung der Wogen kleine Tröpfchen vom Meerwasser in der Luft verstäubt werden, deren Wasser nachher teilweise verdampft.

Dadurch wird beispielsweise die Anwesenheit von Brom und Jod in der Luft verständlich.

Unter diesen kleinen Beimengungen der Luft interessieren die bei den anderen Himmelskörpern so wichtigen Wasserstoff- und Kohlenwasserstoffgase. Armand Gautier fand in 100 Litern Luft 17,5 bis 24 cm<sup>3</sup> Wasserstoff. Dieser Gehalt, welcher wahrscheinlich von vulkanischen Exhalationen stammt, war ziemlich konstant. Dagegen kommen Kohlenwasserstoffe in der Nähe von Städten und in Wäldern in ziemlich bedeutender Menge vor. Dieser Gehalt geht in Berglandschaften stark zurück, bis auf 2 cm<sup>3</sup> in 100 Litern. Noch viel geringer war er bei der Windrichtung vom Meere auf dem Feuerturm Roches Douvres. Die Kohlenwasserstoffe sind folglich als zufällige Beimengungen der Atmosphäre anzusehen, wogegen der Wasserstoff vielleicht als ein konstanter Bestandteil der Atmosphäre zu erachten ist.

Ammoniak scheint auch in geringer Menge, etwa 1,4 mg auf 100 m<sup>3</sup> Luft, in die Atmosphäre einzugehen (nach Müntz und Aubin für Pic du Midi). In der Nähe der Städte kann diese Zahl viel höher steigen. Im Parc Montsouris erreicht sie im Mittel 2 mg auf 100 m<sup>3</sup> Luft.

Unter dem Einflusse elektrischer Entladungen in der Luft entstehen kleine Mengen von Nitriten und Nitraten (von NH<sub>3</sub>). Diese Salze schweben wahrscheinlicherweise in Form von Staub in der Luft. Sie werden durch Regen teilweise niedergeschlagen, sodass Regenwasser (in Mitteleuropa) nach Boussingault etwa 2,5 g pro Kubikmeter enthält. Dieser Gehalt ist bedeutend grösser in den Tropen als in den gemässigten Zonen. Bisweilen ist die Salpetersäure frei, nicht an Ammoniak gebunden.

Ein Produkt der Verbrennung von Steinkohlen, welche immer etwas Schwefeleisen enthalten, ist die in der Luft vorkommende Schwefelsäure und schweflige Säure, welche in nicht unbedeutenden Mengen in der Nähe von Städten und anderen Industriezentren vorkommen. Sie machen sich häufig für die Vegetation der Umgebung sowie für die Gebäude und Standbilder der Städte in unliebsamer Weise bemerklich.

Als eine besondere Modifikation des Sauerstoffs ist das Ozon anzusehen, welches in geringer Menge in der Luft vorkommt. Das Ozon scheint zu seiner Bildung Sonnenschein zu verlangen. Es kommt deshalb in grösserer Menge im Sommer, besonders Vorsommer, als im Winter vor. Aus ebendemselben Grunde enthält die Gebirgsluft relativ viel Ozon. So z. B. enthielten im Aug. und Sept. 1896 100 m<sup>3</sup> Luft zu Chamounix (1050 m) und Grands Mulets (3050 m) 3,7 bzw. 9,4 mg Ozon, während gleichzeitig die entsprechende Ziffer für Montsouris (Paris) 2,2 mg er-

reichte. Für diese Stelle gilt als mehrjähriges Mittel 1,6 mg pro 100 m<sup>3</sup> Luft (1,9 mg im Sommer, 1,3 mg Nov.—Jan.). Ozon entsteht auch bei Verwesung von harzartigen Produkten (in Wäldern) oder bei elektrischen Entladungen in Luft. Das Ozon spielt durch seine grosse Oxydationsfähigkeit wahrscheinlich eine nicht unbedeutende Rolle in der Natur. Es wird von Vielen als (in geringer Menge) sehr nützlich für die Gesundheit angesehen (Gebirgs- und Wald-Kurorte).

**Durchsichtigkeit der Luft.** Es ist wohlbekannt, dass Gegenstände, welche in grosser Entfernung vom Auge liegen, um so kräftiger blaugefärbt erscheinen, je grösser ihre Entfernung ist. Es hat den Anschein, als ob in der Luft ein sehr spärlich vorkommender blauer Staub schwebt. Dieser Umstand bedingt die sogenannte Luftperspektive. In der That schwebt in der Luft ein äusserst feiner Staub, welcher, wie wir unten sehen werden, die blauen und violetten Strahlen selektiv reflektiert.

Es ist auch wohlbekannt, dass die Durchsichtigkeit der Luft in verschiedenen Gegenden und zu verschiedenen Zeiten höchst verschieden ist. Am grössten ist die Durchsichtigkeit in der reinen Berg- und Polarluft, in welcher auch sehr entfernte Bergkämme den Eindruck machen, als stünden sie dem Beobachter ganz nahe. Dagegen ist die Luftperspektive in der feuchten Luft über England sehr stark entwickelt, sodass daselbst eine gute Fernsicht eine Seltenheit ist. Am Morgen sind auch entfernte Gegenstände viel leichter zu sehen als später am Tag. Dies beruht darauf, dass die Sonnenwirkung aufsteigende Luftbewegungen verursacht, welche Staub in die Luft hinaufheben, und dass die erhitzte Luft zittert. Das Gegenteil trifft im allgemeinen in den Nachtstunden zu. Aus eben demselben Grund ist die Durchsichtigkeit der Luft geringer in den heissen wie in den kühlen Jahreszeiten.

Hann hebt ausserdem hervor, dass die Luft zufolge von Schlierenbildung bei ungleichmässiger Temperatur und Feuchtigkeit „optisch“ trübe sein kann. Dieser Umstand giebt zum Funkeln der Sterne Anlass. Das Funkeln von künstlichen Lichtpunkten ist grösser am Tag als in der Nacht (vgl. weiter unten).

Man hat schon lange versucht, die Durchsichtigkeit der Luft zu messen. Saussure verfuhr folgendermaassen: Er malte in der Mitte auf zwei weissen Scheiben, deren Durchmesser sich wie 1:12 verhielten, zwei schwarze Kreise, die ein Drittel des Durchmessers der Scheibe in Anspruch nahmen. Stellte man dann die beiden gleich beleuchteten Scheiben in Entfernungen auf, die sich wie 12:1 verhielten, so sollten

sie dem Auge gleich erscheinen, falls keine Trübung in der Luft stattfand. Saussure stellte die beiden Scheiben nebeneinander auf und entfernte sich, bis er den schwarzen Kreis auf der weissen Scheibe nicht mehr unterscheiden konnte. Dies geschah z. B. für die kleine Scheibe in einer Entfernung von 314 Fuss, für die grosse in 3588 Fuss Weite. Diese letzte Ziffer ist nicht 12, sondern nur 11,43 mal grösser als die erstgenannte. Da die Deutlichkeit beim Sehen der ins Auge einfallenden vom Gegenstande stammenden Lichtmenge, und diese dem Quadrate des Gesichtswinkels proportional ist, so würde, wenn die Durchsichtigkeit der Luft vollkommen gewesen wäre, die Deutlichkeit der Wahrnehmung des schwarzen Kreises sich verhalten haben wie  $12^2 : 11,43^2$ . Lässt nun die Luft in einer Säule von 1000 Fuss  $a$  Bruchteile einer Lichtmenge durch, so lässt die Luftsäule zwischen den beiden Scheiben, welche 3274 Fuss lang ist,  $a^{3,274}$  Teile des einfallenden Lichtes durch. Es ist nun offenbar, dass beim Verschwinden des schwarzen Kreises in den beiden Fällen die ins Auge fallende Lichtmenge von den beiden Scheiben gleich war. Wenn die von der kleinen Scheibe kommende gleich  $L$  gesetzt wird, so ist die von der grossen herrührende  $L \cdot a^{3,274} \cdot 12^2 : 11,43^2$ . Diese beiden Grössen müssen gleich sein und infolgedessen:

$$1 = a^{3,274} \cdot 12^2 : 11,43^2; a = 0,9705.$$

Die Grösse  $a$  wird Durchsichtigkeitskoeffizient genannt (auf 1000 Fuss bezogen). Vollkommene Durchsichtigkeit entspricht der Ziffer  $a = 1$ .

Schlagintweit hat auf diese Weise die Durchsichtigkeit der Luft in den Alpen untersucht. Er fand, dass sie stark mit der Höhe über dem Meer zunahm. Diese Methode hatte den Nachteil, dass die beiden Gegenstände nicht gleichzeitig betrachtet wurden, demzufolge vielleicht die Beleuchtung und die Grösse der Pupillenöffnung in den beiden Fällen nicht gleich war. Man hat deshalb Methoden erfunden, bei welchen die Bilder der beiden Gegenstände durch doppelte Reflexionen von aus zwei Objektiven stammenden Lichtbündeln ganz nahe aneinander in dem gemeinsamen Okularende eines Doppelfernrohrs gebracht werden. Durch Aufsetzen von Blenden vor demjenigen Objektiv, das das hellere Bild giebt, kann man seine Helligkeit abschwächen, bis die beiden Bilder gleich hell erscheinen. Diese Lösung des Problems wurde von De la Rive gegeben. Anstatt dessen behandelt Wild die beiden Bilder (vgl. Fig. 167) auf dieselbe Weise, wie Zöllner die beiden Bilder in seinem Astrophotometer (vgl. S. 10).

Durch die beiden Öffnungen  $A$  und  $B$  fallen mit Hilfe von zwei

Paaren reflektierender Glasprismen die zwei von den beiden Scheiben ausgehenden Lichtbündel nebeneinander in die Achse des Fernrohrs *Cn*. Dasselbst werden die Lichtbündel durch den Polarisator *F* polarisiert. Das Kalkspathprisma *K* zerlegt jedes Lichtbündel in zwei: ein ordinär, ein anderes extraordinär gebrochenes. Bei Drehung von *F* mit dem Knopf *o* wird das eine Paar der Lichtbündel, z. B. die ordinär gebrochenen, geschwächt, das andere verstärkt oder umgekehrt. Die Lichtbündel werden im Fernrohr unter *K* zu Bildern zusammengebrochen. Unter diesen fällt das ordinäre Bild des Lichtes von *A* neben und teilweise über das extraordinäre Bild vom Licht von *B*. Die unter *K* befindlichen Teile dienen dazu, die gleiche Helligkeit dieser beiden Bilder zu konstatieren. Man dreht den Knopf *o* bis dies eintritt. Aus der Grösse der Drehung lässt sich die relative Stärke der in *A* und *B* einfallenden Lichtbündel beurteilen.

Wild fand bei seinen Beobachtungen über Luft die in 3 m langen Röhren eingeschlossen war, viel geringere Durchsichtigkeitskoeffizienten als

Schlagintweit und Saussure; was ohne Zweifel darauf beruhte, dass die von Wild untersuchte Luft von den untersten Schichten der Atmosphäre stammte, wo der Staubgehalt relativ sehr gross ist.

Staubgehalt der Luft. Diese Untersuchungen haben in letzter Zeit bedeutend an Interesse gewonnen, seitdem es möglich ist, den Staubgehalt der Luft quantitativ zu messen. Diesen Aufschwung verdanken wir vornehmlich den Untersuchungen von Aitken. Nach den vom ihm ausgearbeiteten Methoden haben nachher Rankin, Assmann, Me-

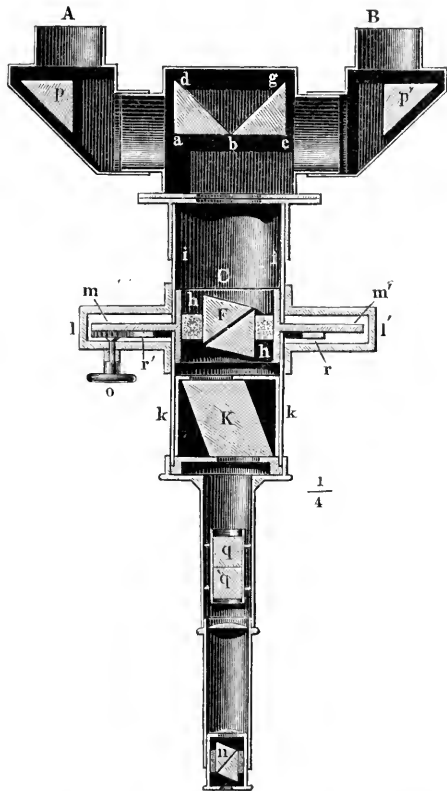


Fig. 167. Durchsichtigkeitsmesser von Wild.

lander u. a. Versuche angestellt, die unsere Kenntnisse erweitert haben. Die Staubzählungsmethode beruht darauf, dass bei einer plötzlichen Ausdehnung von feuchter Luft dieselbe in Bezug auf Feuchtigkeit übersättigt wird, wonach das Wasser sich um die in der Luft befindlichen Staubpartikelehen niederschlägt. Dies gilt übrigens nicht nur für Wasserdampf, sondern auch für andere Dämpfe. Interessante Versuche über diesen wichtigen Gegenstand sind von Coulier, Mascart, Aitken, Kiessling und R. v. Helmholtz ausgeführt worden. Setzt man eine abgeschlossene Luftmenge, welche mit Wasserdampf gesättigt ist, wiederholten Expansionen aus, so fallen die kondensierenden Staubteilchen allmählich aus, so dass am Ende keine Wassertröpfchen, oder nur äusserst wenige sich bei jeder Expansion ausscheiden. R. v. Helmholtz hat erwiesen, dass sorgfältig durch 20 cm Watte filtrierte feuchte Luft, bis zu einer halben Atmosphäre, einer Abkühlung von  $50^{\circ}$  C. und einer zwanzigfachen Übersättigung entsprechend, expandiert werden kann, ohne dass eine Nebelwolke sich bildet. Etwas niedrigere Ziffern fand C. T. R. Wilson. Bei einer Volumsänderung im Verhältnis 1:1,25, einer Temperatursenkung von  $25^{\circ}$  und einer Übersättigung von 4,4–4,8 entsprechend, erhielt er auch in staubfreier feuchter Luft eine Kondensation des Wasserdampfes zu Tropfen. Überschritt die Volumszunahme die Zahl 1,38, so nahm die Kondensation die Form eines Nebels an, der um so dichter und feiner wurde, je weiter die Volumsvergrößerung getrieben war. Führt man nun zu staubfreier Luft eine neue von aussen genommene Luftmenge und expandiert, so entstehen wieder kleine Tröpfchen, welche allmählich aus der Luft niedersinken. Fängt man dieselben auf einer untergelegten Glasscheibe auf, so kann man die Zahl der Wassertröpfchen und damit diejenige der Staubteilchen ermitteln.

Der Staubzähler von Aitken (Fig. 168) besteht aus einer kleinen 1 cm hohen Dose *A*, welche oben und unten durch Gläser geschlossen ist, von welchen das untere in ein Netz von Quadratmillimetern eingeteilt ist. Oben ist eine Linse *L* für die Beobachtung und unten ein Spiegel *M* für die Beleuchtung der unteren Glasscheibe angebracht. *A* kann durch zwei Hähne *K'* und *R* mit der Aussenluft oder mit einer kleinen Pumpe *P*, deren Kolben mit dem Ringe *S* vereinigt ist, in Verbindung gesetzt werden. Dieser gleitet längs einer graduierten Röhre. Wenn der Ring *S* zu einem bestimmten Strich, z. B. dem Striche  $\frac{1}{50}$  heruntergezogen ist, so ist das Luftvolumen in dem Pumpstiefel ein bestimmter Teil, z. B. der 50. Teil von dem Luftvolumen in der Dose *A*.

Die Dose *A* ist an ihren vertikalen Wänden mit Fliesspapier bekleidet, welches während der Versuche feucht gehalten wird. Ausserdem liegt in *A* eine kleine mit Fliesspapier überzogene Metallscheibe, welche, wenn der Apparat geschüttelt wird, sich parallel zu den Glaswänden der Dose *A* verschiebt, aber sonst gegen die feuchte Wand anliegt. Durch Schütteln des Apparates erhält man auf diese Weise die Luftprobe in *A* durchgemischt und mit Feuchtigkeit gesättigt.

Der Hahn *R* wird in zwei Stellungen benutzt, entweder so wie er rechts unten in der Fig. 168 abgebildet steht oder um 90 Grade linkswärts gedreht. Im ersten Falle stehen *A* und *P* miteinander in Verbindung, im zweiten Falle sind *A* und *P* jedes für sich mit der Aussenluft verbunden.

Man kann nun erst *P* und *R* verbinden (*R'* ist geschlossen) und allen Staub aus der feuchten Luft in *A* ausfällen. Die Staubteile, welche auf der unteren Glasfläche von *A* ausgefällt sind, stören nicht, sie sind nämlich so klein, dass sie mit einem 400 mal vergrössernden Mikroskop nicht gesehen werden können (nach Assmann). Bei einer Expansion der Luft in *A* fällt auch kein Wasser auf den am Glas befindlichen Staub aus, denn dieser hat die Temperatur des Glases, ist infolgedessen wärmer als die adiabatisch abgekühlte Luftmasse. Nachdem aller Staub ausgefällt ist, kann man einen bestimmten Bruchteil der Luft in *A* durch *P* entfernen und nachher durch Aussenluft vermittelst Umschaltungen des Hahnes *R* ersetzen. Man expandiert nun die Luft durch Hinunterziehen des Ringes *S* und zählt die Tröpfchen, die auf ein Quadratmillimeter ausfallen. Durch Mittelnahme aus mehreren solchen Bestimmungen erhält man recht zuverlässige Werte und zwar erfährt man, wie viele Staubkörner in einer Säule von  $1 \text{ mm}^2$  Querschnitt und 10 mm Höhe sich befinden.

Auf diese Weise hat Aitken den Zusammenhang zwischen Fernsicht und Staubgehalt der Luft nachgewiesen. Der Berg Hochgerrach, welcher in 110 km Entfernung vom Rigi liegt, konnte gerade noch gesehen werden wenn die Zahl der Staubteile pro  $\text{cm}^3$  nicht viel über 2000

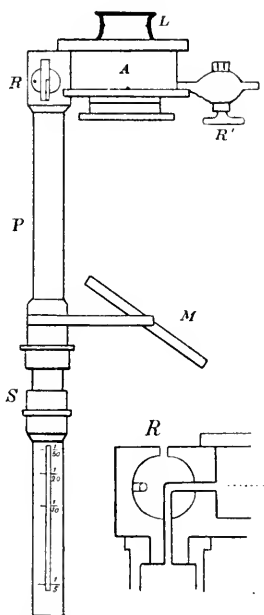


Fig. 168. Staubzähler von Aitken.

stieg; in verwischtem Zustande war er sichtbar bei 1375 bis 1575 Staubteilchen pro  $\text{cm}^3$  und etwas neblig war er, wenn diese Ziffer auf 1000 sank. Bei Ben Nevis (in Schottland) hatte man eine Fernsicht von 65 km Weite, falls die Zahl 2000, und von 400 km Weite, wenn sie nicht 467 erreichte. In diesem Fall macht sich die Feuchtigkeit geltend, wie folgende Tabelle anzeigt, in welcher die Anzahl von Staubpartikelchen, in einer längs der Sichtlinie verlaufenden Luftsäule von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt angegeben ist, welche genügte um (bei Kingairloch in Schottland) einen entfernten Gegenstand zu verschleiern, wenn die Differenz der Temperaturen des trocknen und des feuchten Thermometers im Psychrometer die nebengeschriebene war.

Psychrometerdifferenz	Verschleiernde Staubzahl pro $\text{cm}^2$
1,1—2,2° C.	$1,25 \cdot 10^{10}$
2,2—3,9	1,71. „
3,9—5,5	2,26. „.

Hieraus ist es ersichtlich, dass der Durchmesser des Staubes bei hoher relativer Feuchtigkeit grösser ist als bei niederer. Dies kann nicht wohl auf andere Weise erklärt werden als so, dass man annimmt, der Staub sei hygroskopisch und ziehe um so mehr Feuchtigkeit aus der Luft, je näher diese dem Sättigungspunkte ist.

Umgekehrt wie die Fernsicht verhielt sich die Färbung der Naturgegenstände. Je weniger Staub desto kälter und schärfer war ihr Aussehen, wogegen viel Staub den Gegenständen einen milden, warmen Ton verlieh. Der Sonnenuntergang, wie der Aufgang war um so prächvoller und farbenreicher, je mehr Staub in der Luft sich vorfand. Diese Erscheinungen waren an tiefer gelegenen Orten viel farbenreicher als oben auf dem Rigi. Aus ähnlichen Gründen ist der arktische Sommerhimmel sehr blass und kühl.

Am wenigsten Staub enthält die Luft nach einem langen Regen- oder Schneefall, wie folgende Ziffern zeigen:

Im Freien nach Nachtregen Staubzahl pro $\text{cm}^3$ . . . . .	32000
Im Freien nach schönem, trockenem Wetter . . . . .	130000
Im Zimmer mit zwei Gasflammen; 1,2 m über dem Boden .	1860000
Im Zimmer mit zwei Gasflammen; 1,2 m unter der Decke .	5420000
In der Luft über einer Bunsenflamme . . . . .	30000000

Der meiste Staub schwebt in den niederen Schichten der Luft. Auf Bergen ist er gering und nimmt stark zu, wenn der Wind aus tieferen

Gegenden hinaufsteigt. Dieser Unterschied ist um so ausgeprägter, je höher der Beobachtungsort liegt. So fand Aitken auf Monte Mottorone bei Baveno pro  $\text{cm}^3$ :

	am Fuss	300 m	450 m	600 m
Bei aufsteigendem Thalwind . . . . .	4857	4750	3430	3125
Bei anderen Winden . . . . .	4743	3270	2195	1453

Ebenso war die Luft drei- bis viermal reiner auf dem Rigi, wenn der Wind von den Alpen wehte (Staubgehalt max. 1305 min. 421), als wenn er aus bewohnten Gegenden stammte (max. 5755, min. 1092). Ebenfalls war der Staubgehalt ausserordentlich viel geringer an der Spitze des Eiffelturmes (300 m, max. 104000, min. 226) als in dem meteorologischen Observatorium zu Paris (max. 210000, min. 160000). Die entsprechenden Ziffern für Battersea Park in London sind max. 116000 und min. 48000, für Victoria Street in London 140000 bzw. 100000, für Glasgow im Winter 470000 bzw. 170000 für Ben Nevis sind sie 14400 bzw. 0 mit einem Mittel von 696 pro  $\text{cm}^3$ . Im allgemeinen nimmt die Zahl der Staubteilchen mit der relativen Trockenheit der Luft zu. Sehr viel Staub führt der Wüstenwind mit sich (in Biskra nach Melander), und an der Küste führt der Landwind viel mehr Staub als der Seewind. Das Tagesmaximum des Staubgehaltes fällt auf den Nachmittag, das Minimum auf den Morgen umgekehrt wie die relative Feuchtigkeit, wie folgende Ziffern von Rankin für Ben Nevis zeigen:

Stunde . . . . .	1 a	4 a	7 a	10 a	1 p	4 p	7 p	10 p
Staubmenge pro $\text{cm}^3$	736	526	576	551	950	1438	1035	1029

Das Jahresmaximum liegt für Ben Nevis im Frühling, was auf der dann vorherrschenden östlichen Windrichtung beruhen soll. Sonst wird man wohl zu vermuten haben, dass der Sommer am staubreichsten ist.

Die Meere können wohl als Gegenden betrachtet werden, wo die Luft ihren Staub absetzt. Für den Wind vom Atlanten fand Aitken auf Ben Nevis die niedrige (Minimi) Zahl 72. Auch die grossen Schneefelder der Alpen und die Waldungen der Hochebenen wirken auf ähnliche Weise. Wie grosse Mengen Kohlenstaub in der Nähe von grossen Städten die Luft verunreinigen, kann man daraus ersehen, dass man bisweilen auf den Dächern der Treibhäuser in Kew bei London in vierzehn Tagen pro Quadratmeter 2,5 g Kohlenstaub aufsammeln kann. Würde diese Kohlenmasse plötzlich in die Luft wieder hinaufbefördert werden, so würde sie eine vollkommen undurchsichtige Schicht bilden,

welche das Sonnenlicht absolut verhüllen würde. Bei mehreren vulkanischen Ausbrüchen, z. B. demjenigen von Krakatau, wurden solche grosse Staubmengen in die Luft hineingeblasen, dass bisweilen in 100 km Entfernung von der Ausbruchsstelle das Sonnenlicht nicht durchleuchtete.

Höhenrauch oder Haarrauch. Bisweilen kann die Undurchsichtigkeit der Luft, obgleich der Himmel ganz klar und die relative Feuchtigkeit niedrig ist, sehr bedeutend an Stärke und Ausbreitung werden. Man spricht dann von „Höhenrauch oder Haarrauch“ („Erdrauch“ in Schweden). Man erklärt häufig diese Erscheinung als Folge von weitgehender Ausbreitung der Rauchmassen von Moor-, Wald- oder Präriebränden. Der eigentümliche, brenzliche Geruch, welcher häufig diese Erscheinung begleitet, deutet auf die Richtigkeit dieser Auffassung. Der Höhenrauch kommt meist nach langer Trockenheit in der heissesten Jahreszeit vor.

Hann will den Höhenrauch in vielen Fällen als eine optische Trübung erklären. Eine solche optische Trübung kann man leicht nachmachen, wenn man reines Wasser auf eine Zuckerlösung giesst und etwas umrührt. Vor der endgiltigen Durchmischung ist die Flüssigkeit ganz trübe und undurchsichtig.

Eine ähnliche Wirkung soll nach Hann sich geltend machen, „wenn nach langem Regenwetter im Sommer rasch schöne trockene Witterung sich einstellt“, wobei „oft zugleich sehr verbreiteter, intensiver Höhenrauch auftritt“. „Anfang August 1881 sah ich (Hann) im Innthal bei Hall die so nahen Bergwände rechts und links kaum, die Sonnenscheibe konnte man ungestraft ansehen, dabei war der mattblaue Himmel völlig wolkenlos und rein, ein merkwürdiges, fast unheimliches Bild. Vom Gebhardsberge bei Bregenz sah man wie ins Leere, die nahen Berge des Rheinthaales blieben unsichtbar. Auf Berggipfeln soll, in den höheren Regionen wenigstens, nichts Besonderes wahrgenommen worden sein“.

Besonders grosse Durchsichtigkeit hat sonst die Luft in den anticyklonalen Gebieten, wo sie in absteigender Bewegung ist. In 90 Prozent aller Fälle von besonders schöner Fernsicht in den Alpen herrschte, nach Schultheiss, eine nach unten gerichtete Bewegung der Luft. 57 Proz. davon entsprachen anticyklonalem Luftzustand, 33 Proz. Föhnwind, die übrigen 10 Proz. der Fälle traten nach Regen ein.

## II. Die Wärmezufuhr zur Erde.

Die Wärmeleitfähigkeit der Luft. Diese Grösse, deren Bestimmung nicht unwesentlichen Schwierigkeiten unterworfen ist, wurde von mehreren der geschicktesten Experimentatoren bestimmt. Aus ihren Versuchen geht für diese Konstante ( $k$ ) bei  $0^{\circ}$  der Mittelwert  $5,33 \cdot 10^{-5}$  hervor. Sie steigt um etwa 0,22 Proz. pro Grad C. Diese Konstante giebt die Anzahl Grammkalorien, welche durch Leitung zwischen zwei  $1 \text{ cm}^2$  grossen Flächen, die  $1 \text{ cm}$  voneinander entfernt sind und deren Temperaturdifferenz  $1^{\circ} \text{ C.}$  beträgt, durch die zwischenliegende Luft in 1 Sek. überführt werden.

In mehreren Fällen ist es vorteilhaft, die sogenannte Temperaturleitfähigkeit ( $K$ ) eines Körpers zu verwenden, d. h. die Anzahl Grade, um welche  $1 \text{ cm}^3$  des Körpers durch Zufuhr der Wärmemenge  $k$  an Temperatur zunimmt. Bei  $0^{\circ} \text{ C.}$  ist die Dichte der Luft  $1,293 \cdot 10^{-3}$  und ihre spezifische Wärme bei konstantem Druck 0,238, woraus  $K = 5,33 \cdot 10^{-5} : (1,293 \cdot 10^{-3} \cdot 0,238) = 0,173$ .

Da die Dichte der Luft dem Druck proportional und der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist, so wächst  $K$  proportional der absoluten Temperatur und umgekehrt proportional dem Druck. In grossen Höhen ist deshalb die Temperaturleitfähigkeit der Luft sehr gross.

Bei der mittleren Lufttemperatur, am Erdboden  $+15^{\circ} \text{ C.}$ , und 760 mm Druck erreicht die Temperaturleitfähigkeit der Luft den Wert 0,183, welcher für Eisen bei Zimmertemperatur gültig ist.

Aus der Temperaturleitfähigkeit kann man berechnen, bis zu welcher Höhe die tägliche Erwärmung der Erdoberfläche sich durch Leitung in der Luft geltend machen kann. Man findet (vgl. unten) Werte die nicht mehr als etwa 3,5 m betragen. Für eine dreimonatliche Winterpolarnacht erhält man nur einen Wert von gegen 40 m.

Aus diesen Daten ist gleich ersichtlich, dass die Atmosphäre nur

in den allerniedrigsten Schichten an den Wärmeschwankungen der Erdoberfläche zufolge von Wärmeleitung teilnimmt. Die grossen Wärme-prozesse, welche die Winde hervorrufen, gehen mit Hilfe der aufsteigenden oder herabfliessenden Luftströme vor sich. Die Wärmeleitungserscheinung kann ohne merklichen Fehler in der Mechanik der Luftbewegungen in der Nähe der Erdoberfläche vernachlässigt werden.

Anders in den höchsten Luftschichten. In einer Höhe von z. B. 100 km, wo schon eine merkliche Wärmeabsorption infolge der Anwesenheit der Kohlensäure stattfindet, ist der Druck etwa 600 000 mal geringer als an der Erdoberfläche. Wenn auch die absolute Temperatur daselbst 16 mal niedriger wäre als an der Erdoberfläche (also  $+18$  abs  $= -255^{\circ}$  C.), so würde doch die Temperaturleitfähigkeit etwa 40 000 mal grösser als an der Erdoberfläche sein. Die Temperaturschwankungen könnten sich an einem Tage etwa 1 km weit fühlbar machen.

Ohne Zweifel spielt jedoch daselbst die Wärmestrahlung die unvergleichlich grösste Rolle zur Ausgleichung der Temperaturunterschiede.

Die Sonnenstrahlung. Älteste Messungen. Die Ursache aller Bewegungen im Luftmeer liegt in der ungleichen Erwärmung desselben infolge der Sonnenstrahlung. Da dieselbe die erste Bedingung für alles Leben und jede Bewegung auf der Erde ist, so fällt es nicht besonders auf, dass man schon lange versucht hat, diese wichtige Erscheinung zu messen. Die ältesten Bestimmungen rühren wohl von Herschel her; sie wurden von Forbes wieder aufgenommen. Bestimmungen in grösserem Maassstab wurden von Pouillet mit dem von ihm konstruierten Pyrheliometer ausgeführt. Dieses Instrument besteht aus einer kleinen, als Kalorimeter dienenden Dose aus Metallblech *vv* (vgl. Fig. 169) mit darin eingesetztem Thermometer, dessen Kugel durch Punktierung in der Figur angedeutet ist. *vv* wird mit einer Flüssigkeit, gewöhnlich Wasser oder Quecksilber, von bekannter Menge, gefüllt. Die Röhre des Thermometers liegt in der Achse des Rohres *cc*<sub>1</sub>, an dessen anderem Ende eine Scheibe *dd* von demselben Durchmesser wie *vv* befestigt ist. Mit Hilfe des Knopfes *b* kann *vv* um die Achse *cc*<sub>1</sub> gedreht werden, um die Flüssigkeit im Kalorimeter, wie erforderlich, durcheinanderzurühren. Die Röhre *cc*<sub>1</sub> liegt in zwei Ringen, welche von einem Stativ getragen werden, so dass *cc*<sub>1</sub> in jede beliebige Richtung eingestellt werden kann. Wenn der Schatten von *vv* genau die Scheibe *dd* bedeckt, ist der Boden des Kalorimetergefässes senkrecht gegen die Lichtstrahlen (von der Sonne) gerichtet. Man beobachtet das Steigen (*S*) der Temperatur in *vv*, während es eine bestimmte Anzahl

(z. B. 5) Minuten der Sonnenstrahlung ausgesetzt ist. Vor und nach der Beobachtung wird das Instrument beschattet und sein Gang im Schatten beobachtet. Das Mittel der Temperatursteigerung in diesen beiden Fällen sei  $S_1$ , so ist die korrigierte Temperatursteigerung während der 5 Minuten der Exposition  $S - S_1$ . Man berechnet aus dem bekannten Wasserwert des Kalorimeters und Thermometers die Wärmemenge, welche pro Minute auf jedes Quadracentimeter des Bodens von  $vv$  fällt. Pouillet machte mehrere Beobachtungen nacheinander an Tagen mit heiterem Himmel. Er fand die Stärke der Sonnenstrahlung von dem Stand der Sonne abhängig, je niedriger dieser war, um so geringer fiel auch die Strahlung aus, wie folgende Beobachtungsreihe vom 11. Mai

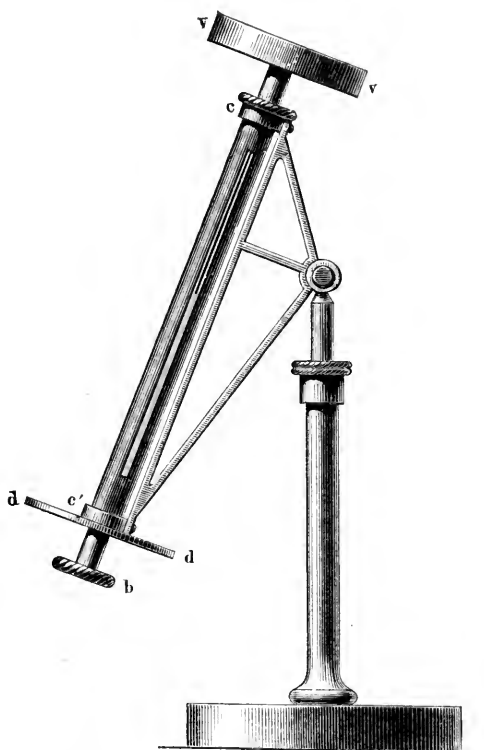


Fig. 169. Pyrheliometer von Pouillet.

1838 zeigt (worin die Dicke der Atmosphäre bei senkrechtem Einfall der Sonnenstrahlung gegen die Erdoberfläche wie gewöhnlich gleich 1 gesetzt wird):

Beobachtungs- zeit	Dicke der Luftschicht	Korrigierte Temperatur- erhöhung		Differenz
		beob.	ber.	
11 V.-M.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
12 M.	1,164	5,10	5,10	0
1 N.-M.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
2 „	1,288	4,85	4,95	— 0,10
3 „	1,473	4,70	4,73	— 0,03
4 „	1,812	4,20	4,37	— 0,17
5 „	2,465	3,65	3,67	— 0,02
6 „	3,943	2,70	2,64	+ 0,06

Hieraus ist der Schluss zu ziehen, dass die Luft einen Teil der Sonnenwärme absorbiert, denn man muss voraussetzen, dass die wirkliche Stärke der Sonnenstrahlung sich in der kurzen Beobachtungszeit nicht nennenswert ändert. Die einfachste Art, sich dies vorzustellen ist die folgende: Es strahle die Sonne eine Wärmemenge aus, welche über dem Luftmeer pro  $\text{cm}^2$  und Minute  $a$  Kalorien ausmacht. Diese Grösse wird „Sonnenkonstante“ genannt. Nachdem das Strahlenbündel eine bestimmte Luftmasse ( $l$ ) durchlaufen hat, sei die Wärmemenge  $a$  auf den Bruchteil  $\alpha\alpha$  gesunken;  $\alpha$  wird der Durchlässigkeitskoeffizient genannt. Nachdem das Strahlenbündel die Luftmasse  $2\ l$  durchlaufen hat, ist nicht mehr als  $\alpha\alpha^2$  von der ursprünglichen Wärmemenge übrig, und wenn die durchlaufene Luftmenge  $nl$  beträgt, so wird die durchgelassene Wärmemenge ( $W$ ):

$$W = a\alpha^n.$$

Als Einheit der durchstrahlten Luftmasse nimmt man diejenige, welche die Sonnenstrahlen zu durchlaufen haben, falls die Sonne im Zenith steht und das Pyrheliometer im Meeresflächenniveau aufgestellt ist. Nach dieser Formel berechnete Pouillet seine Messungen. So z. B. fand er die oben gegebenen, unter ber. stehenden Temperaturwerte mit Hilfe der Formel:

$$t = 6,72 \cdot 0,789^l,$$

worin  $l$  die in der zweiten Kolumne stehende Anzahl der durchstrahlten Atmosphären bedeutet.  $t$  und  $W$  können nämlich einander proportional angenommen werden.

Pouillet fand Werte von  $\alpha$ , die zwischen 0,72 und 0,79 sich ändern. Die  $a$ -Werte schwankten zwischen 1,5 und 1,76 kal. pro Minute und  $\text{cm}^2$ . Seine Beobachtungen wurden in Paris angestellt.

Neuere Untersuchungen. In späterer Zeit sind eine grosse Anzahl Bestimmungen der Sonnenkonstante von verschiedenen Beobachtern ausgeführt worden. Da mit der Beobachtungsmethode von Pouillet nur eine beschränkte Zahl von Daten gesammelt werden kann, sind selbstregistrierende Instrumente konstruiert worden. Das am meisten verbreitete von diesen ist wohl dasjenige von Crova, welches aus zwei zusammengelöteten, 1 cm im Durchmesser haltenden, Scheiben von Eisen und Neusilber von 0,1 mm Dicke besteht. Dieses Thermoelement wird der Strahlung der Sonne ausgesetzt und folgt wegen seiner geringen Wärmekapazität (sein Wasserwert ist gleich 0,034 g) sehr schnell den

Veränderungen der Wärmestrahlung. Die elektromotorische Kraft dieses Elementes ist von seiner Temperatur abhängig und wird mit Hilfe eines Galvanometers abgelesen und photographisch registriert. Man könnte meinen, dass die diesbezügliche Kurve, welche die Stärke der Sonnenstrahlung anzeigt, vom Sonnenaufgang ab steigen würde, um zur Mittagszeit einen Maximalwert zu erreichen und am Nachmittage ungefähr in eben derselben Weise herunterzusinken, wie sie am Vormittag aufgestiegen ist. Anstatt dessen zeigt die Kurve eine grosse Menge von Unregelmässigkeiten, wie die Figur 170 anzeigt, und man beobachtet normal

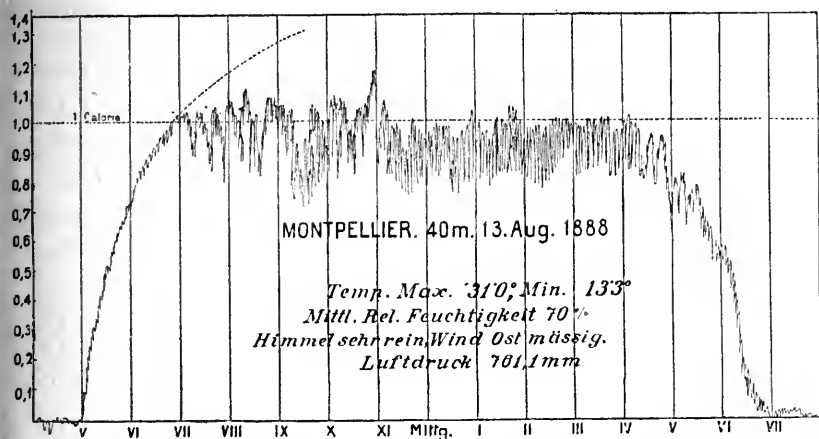


Fig. 170. Diagramm der Sonnenstrahlung zu Montpellier (40 m Höhe) am 13. Aug. 1888.

ein flaches Minimum in den ersten Nachmittagsstunden. Der absteigende Ast der Kurve liegt auch für gewöhnlich etwas niedriger, als der aufsteigende (Vormittag). Die vielen Unregelmässigkeiten sind auf grösseren Höhen bedeutend geringer als in der Ebene, wie ein Vergleich der Aufnahmen vom 13. Aug. 1888 (Fig. 171) von Mont Ventoux (1900 m) und von Montpellier deutlich hervortreten lässt. Die Störungen in den beiden Kurven stimmen übrigens nicht überein; es ist demnach anzunehmen, dass ihre Ursache lokaler Natur ist und auf dem Verhalten der Luft in den niederen Schichten beruht. Man kann nicht gut annehmen, dass diese Schwankungen, wie man für gewöhnlich glaubt, auf dem Vorüberziehen von wasserdampfhaltigen, absorbierenden Schichten oder von stauberfüllten Luftmassen beruhen, denn dieselben müssten dann ein Drittel der Sonnenstrahlung absorbieren können (vgl. Fig. 170). Überhaupt zeigt diese Erscheinung eine grosse Ähnlichkeit mit derjenigen der Scintillation oder des

Funkeln der Sterne, welche auch auf grösserer Höhe (und in trockener Luft) beinahe verschwindet. Es ist deshalb schwer, die Richtigkeit der gewöhnlichen Annahme zuzugeben, dass die grössten beobachteten Werte die richtigsten sein sollten. Wenn die Unregelmässigkeit dem Funkeln der Sterne entspricht, so ist vielmehr der Mittelwert der wahrscheinlichste.

Das registrierende Instrument wird hin und wieder mit einem Pyrheliometer verglichen, wonach seine Angaben auf absolutes Maass reduziert werden.

Ausser den genannten sind mehrere andere Pyrheliometer konstruiert worden, wovon einige kurz besprochen werden mögen. Ångström wendete

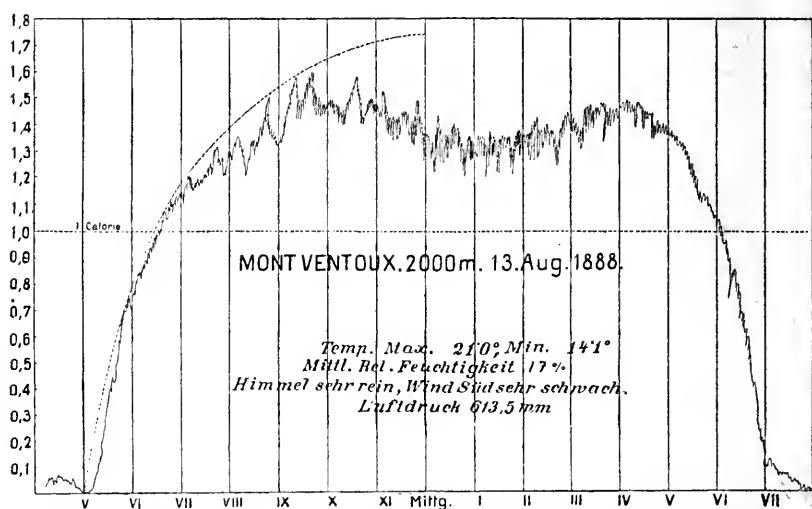


Fig. 171. Diagramm der Sonnenstrahlung zu Mont Ventoux (2000 m Höhe), am 13. Aug. 1888.

als Kalorimeter zwei Kupferplatten an, in welche Drähte von Neusilber eingelassen waren. Die eine Platte wurde durch einen entfernten Schirm beschattet, die andere war der Sonnenstrahlung ausgesetzt. Dieses Instrument hat den Vorteil, dass keine Korrektion wegen der Wärmeverluste der isolierten Platte nötig sind, da die beschattete Platte genau denselben äusseren Bedingungen mit Ausnahme der Sonnenstrahlung unterworfen ist. Ein anderes Instrument von Ångström besteht aus zwei Platinbändern, welche auf der einen Seite geschwärzt sind. Gegen die andere Seite derselben liegen die beiden isolierten Lötstellen eines Thermoelementes an. Das eine Platinband wird der Sonnenstrahlung ausgesetzt, das andere durch einen elektrischen Strom erwärmt, bis das

Thermoelement Gleichheit der Temperatur der beiden Platinstreifen angiebt. Die Wärmezufuhr zum beschatteten Streifen wird aus der Stromstärke berechnet. Sie ist offenbar gleich der Wärmezufuhr durch Sonnenbestrahlung zum anderen Streifen.

Das Aktinometer von Violle scheint jetzt nur noch wenig verwendet zu werden. Es besteht aus einem geschwärzten Thermometer, welches in dem Mittelpunkt einer aus zwei konzentrischen Kugelschalen bestehenden, innen geschwärzten Hohlkugel, befestigt ist. Der Zwischenraum zwischen den Kugelschalen kann mit Wasser von beliebiger Temperatur gefüllt werden. Eine diametrale Durchbohrung erlaubt, dass man das Thermometer der Sonnenstrahlung aussetzt.

Die Differenz zwischen der Temperatur des Thermometers und derjenigen der Hohlkugel erlaubt, die Stärke der Sonnenstrahlung zu berechnen.

Nach solchen Methoden haben verschiedene Beobachter die Sonnenstrahlung zu bestimmen versucht. Für die Sonnenkonstante ( $a$ ) hat man folgende Werte gefunden:

Forbes und Kämtz (Faulhorn) . . . . .	2,8		cal. pro Minute
Pouillet (Paris) . . . . .	1,5	— 1,76	„ „ „
Violle (Mont Blanc) . . . . .	2,5		„ „ „
Rizzo (Rocciamelone) 1,63—2,15 . . . . .	2,5		„ „ „
Langley (Mount Whitney) . . . . .	3	(2,5—4,0)	„ „ „
Savéljeff (Kiew) . . . . .	2,81	— 3,4	„ „ „
Bartoli und Stracciati (Stilfserjoch) . . . . .	2,4	— 2,6	„ „ „
Crova (Montpellier) . . . . .	1,8	— 2,7 (2,2)	„ „ „
Crova u. Houdaille (Mont Ventoux) . . . . .	1,97	— 2,9 (2,4)	„ „ „
Hansky (Mont Blanc) . . . . .	3,0	— 3,4	„ „ „
Ångström (Yxelö 4,0) (Teneriffa) . . . . .	1,76		„ „ „

Mittel 2,5 cal. pro Minute.

Bei der Berechnung von  $a$  hat man verschiedene Formeln zu Extrapolationen benutzt. Je nach der Natur der Formel, welche sich den Beobachtungen anschliesst, erhält man, wie ersichtlich, sehr verschiedene Werte von  $a$ . Rizzo hat die verschiedenen Berechnungen einer Kritik unterworfen, welche ihn zur Annahme von  $a = 2,5$  (etwa) führt. Eigentümlicherweise geben die oben zusammengestellten Werte, wobei die abnorm grosse Zahl 4,0 von Ångström ausgeschlossen wurde, einen Mittelwert von 2,5. Vielleicht erreicht die Sonnenkonstante, nach der

letzten Bestimmung von Ångström zu urteilen, sogar nicht den Wert 2,5.

Gewöhnlich giebt man an, dass die Sonnenkonstante 3 cal. pr. Min. oder noch mehr erreichen muss. Man nimmt an, dass die ersten Luftschichten schon eine grosse Menge von Sonnenstrahlen wegnehmen. Dabei muss man aber in Erinnerung behalten, dass diese zuerst weggesiebtten Strahlen in Teilen des Sonnenspektrums gelegen sind (äusserstes Ultrarot und Ultraviolett), wo die Strahlungsintensität sehr schwach ist.

Man hat gefunden, dass die günstigste Zeit für die Beobachtungen im Anfang des Frühlings und am Ende des Herbstes ist. Auch klare Wintertage (bei Schneebedeckung) geben gute Beobachtungsreihen. Dass Bergstationen niedrig liegenden vorzuziehen sind, folgt schon daraus, dass an den Beobachtungen von jenen eine geringere Korrektur wegen der Absorption der Atmosphäre anzubringen ist. Ebenso sind die Beobachtungen am Vormittag besser wie diejenigen am Nachmittag. Alle diese günstigen Beobachtungsumstände können so zusammengefasst werden, dass dabei die Luft relativ frei von Staub und Wasserdampf ist.

Der Durchlässigkeitskoeffizient ( $\alpha$ ) ist bei Höhenstationen etwas grösser als bei Thalstationen. Die Durchlässigkeit wächst auch mit der Länge der durchlaufenen Schicht, weil die ersten Teile am stärksten absorbieren und in tieferen Schichten die am meisten absorbierbaren Strahlengattungen zum grössten Teil weggesiebt sind.

Die folgenden auf Teneriffa gewonnenen Daten von Ångström mögen diese Regelmässigkeit beleuchten:

Lage der absorbierenden Schicht in Atmosphären	Durchlässigkeitskoeffizient		
	Pic de Teneriffa $h = 3683 \text{ m}$	le Cañada $h = 2125 \text{ m}$	Guimar $h = 360 \text{ m}$
1 — 2	0,889	0,885	0,850
2 — 3	0,904	0,900	0,880
3 — 4	0,924	0,911	0,896
4 — 5	0,925	0,916	0,892
5 — 6	0,928	0,925	0,897

Um einen Begriff von der Stärke der Sonnenstrahlung unter verschiedenen Umständen zu geben, führen wir folgende Ziffern von Ångström an:

Schichtdicke in Atm.	1	2	3	4	5	6
Strahlung in Guimar	1,39	1,17	1,03	0,92	0,82	0,73
„ „ Cañada	1,51	1,33	1,20	1,09	1,00	—
„ „ Pic de T.	1,54	1,37	1,24	1,14	1,05	0,97

In diesen Ziffern macht sich die Reinheit der Luft an den höheren Stationen deutlich geltend. Die stärkste Strahlung auf der Bergspitze betrug etwa 1,62. Die Menge des Wasserdampfes in einer Luftsäule entsprechend der Schichtdicke 1 (= der Luftmenge in einer vertikalen Luftsäule bei 760 mm Druck) betrug in den drei oben erwähnten Fällen soviel wie eine 2,7, 1,5 bzw. 1,1 cm dicke Wasserschicht. Bei gleichem Wasser- und Staubgehalt der Luft scheint die Sonnenstrahlung in unseren Gegenden ungefähr ebenso gross zu sein, wie in den obenerwähnten Fällen, wie Ångström speziell für Upsala gezeigt hat.

Die absorbierenden Bestandteile der Atmosphäre. Die wichtigsten Bestandteile der Atmosphäre, welche die Sonnenstrahlung beeinträchtigen, sind Staubpartikelchen, Wasserdampf und Kohlensäure. Betreffs der Wegsiebung der Sonnenstrahlung durch Staubpartikelchen hat Langley gefunden, dass sie für die brechbareren Strahlen am grössten ist, wozu auch die Theorien von Clausius und Lord Rayleigh führen. Die Absorption der Sonnenstrahlen in den brechbareren Teilen des Sonnenspektrums wurde von Langley in Pittsburgh bestimmt. Er fand Werte des Durchlässigkeitskoeffizienten ( $\alpha$ ), welche durch folgende empirische Formel ausgedrückt werden können:

$$\log \alpha = - 0,0545 n - 0,00802 n^3,$$

worin  $n = 1/\lambda$  gesetzt wird, wenn  $\lambda$  die Wellenlänge der betreffenden Strahlengattung in  $\mu$  ausgedrückt ist.

Die spektrale Verteilung der Strahlung ( $E$ ) eines schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur  $\tau$  lässt sich durch die Wien-Plancksche Formel ausdrücken:

$$E = C \frac{\lambda^{-5}}{K/\lambda \tau - 1},$$

worin die Wellenlänge ( $\lambda$ ) der betreffenden Strahlengattung in  $\mu$  ausgedrückt ist.  $K$  ist eine Konstante (2890 · 4,956). Wenn die Strahlung der Sonne gleich derjenigen eines schwarzen Körpers von 6000° abs. gesetzt werden kann, ist die relative Lichtstärke der verschiedenen



bleibt, so kann man eine ähnliche Rechnung durchführen. Man findet dann, dass das Maximum der Strahlung eines  $15^{\circ}$  warmen schwarzen Körpers (mittlere Temperatur der Erdoberfläche) bei  $\lambda = 10 \mu$  liegt und dass nur etwa 20 bzw. 1 Proz. der Totalwärme geringere Wellenlängen als  $9 \mu$  bzw.  $4 \mu$  besitzen. Der zur Erde durch den Staub reflektierte Teil der Erdstrahlung erreicht etwa 0,2 Proz., kann folglich vollkommen ausser Rechnung gelassen werden.

Eine stauberfüllte Luft vermindert demnach die Einstrahlung der Sonnenwärme, lässt aber die Erdstrahlung frei hindurchgehen. Der Staub wirkt demnach auf die Temperatur der Erde stark herabsetzend. In derselben Weise wirken die Wolken, deren Albedo (vgl. oben S. 169) für leuchtende Strahlen wahrscheinlich gleich derjenigen frisch gefallenen Schnees gesetzt werden kann, welche nach Zöllner etwa 0,80 beträgt. Dagegen reflektiert sowohl Schnee wie auch eine Wolke viel weniger von der dunklen Wärme. Nach der Verteilung der Energie im Sonnenspektrum wird die Wirkung der Wolken eine Zerstreuung von etwa der Hälfte der Sonnenwärme sein. Dass die Wolken für die längsten Wärmewellen etwas durchlässig sind, kann man bei dichten Nebeln (z. B. in London) beobachten, wobei die Lage der Sonne kaum durch den Gesichtssinn zu erkennen ist, dagegen aus der Wärmestrahlung mit Hilfe des Wärmegefühls ungefähr ermittelt werden kann. Die meisten Strahlen der Erde werden wohl von den Wolken als von einem nahezu schwarzen Körper absorbiert und wieder ausgestrahlt. Da nun die Hauptmasse der Wolken (besonders der dichten Wolken) in einer Höhe von etwa 1000—3000 m (Mittel 1900 m) liegt, und die Temperatur daselbst etwa  $7,5^{\circ}$  niedriger als an der Erdoberfläche ist, so wird die Ausstrahlung der Erde an diesen absorbierbaren Wellen um etwa 10 Proz. herabgesetzt. Die Wolken vermindern also die Einstrahlung in viel höherem Grade als die Ausstrahlung und tragen demnach wie der fein verteilte Staub, aber etwa doppelt so energisch zur Abkühlung der Erde bei. Da nun die Wolken etwa die Hälfte (52 Proz.) der Erdoberfläche verdecken, so geht durch Wolken und Staub zusammen die Erde etwa eines Viertels der Sonnenwärme verlustig.

Da die Staubpartikelchen die stark brechbaren Sonnenstrahlen zerstreuen, enthält das Sonnenlicht an der Erdoberfläche kein Licht von niederer Wellenlänge als etwa  $\lambda = 0,295 \mu$ . Auf Bergstationen kann man das Spektrum etwas weiter ausgedehnt sehen. Die Ausdehnung des Spektrums nach dem Ultraviolett hin ist nach den Beobachtungen von Cornu um so grösser, je geringere Dicke die ab-

sorbierende Schicht besitzt. Sie ist auch grösser im Winter als im Sommer, offenbar wegen des geringeren Staubgehaltes der Luft im Winter. Cornu zeigte auch, dass eine Röhre voll Luft von 4 m Länge alles Licht bis zu der Wellenlänge  $0,185 \mu$  auszulöschen vermag. Noch grösser ist die atmosphärische Absorption der von Schumann entdeckten ultravioletten Strahlen (von etwa  $0,1 \mu$  Wellenlänge), welche nur in äusserst luftverdünntem Raum photographiert werden konnten. Es nimmt also nach diesem Ende des Spektrums die Zerstreuung des Lichtes mit abnehmender Wellenlänge viel schneller zu, als die oben gegebene aus Langleys Daten berechnete Formel angiebt.

Zufolge Zerstreuung des brechbarsten Lichtes durch den Staub verschiebt sich die Lage des Strahlungsmaximums zu immer grösseren Wellenlängen, je dickere Schichten die Strahlen durchlaufen haben. So z. B. besitzt  $E$  in der letzten Tabelle (S. 500) ein Maximum bei  $\lambda = 0,5 \mu$ ,  $E_1$  bei  $0,55$ ,  $E_2$  bei  $0,6 \mu$  etwa. Für jede Atmosphäre steigt  $\lambda_{max}$  um etwa  $0,05 \mu$ ; an der Aussengrenze der Atmosphäre müsste  $\lambda_{max}$  infolgedessen etwa  $0,5 \mu$  betragen, da es an der Erdoberfläche bei hohem Sonnenstand etwa  $0,55 \mu$  erreicht. Da nun die Temperatur der Sonne aus der Formel:

$$\lambda_{max} \cdot \tau = 2890$$

berechnet wird, so erhält man den Wert  $\tau = 5250$ , wenn  $\lambda_{max} = 0,55$  beträgt (vgl. S. 131). Dieser Wert muss wahrscheinlich um etwa 10 Proz. erhöht werden, um der Zerstreuung des brechbarsten Lichtes in der Luft Rechnung zu tragen, also etwa  $5900^\circ$  abs. erreichen.

In ähnlicher Weise hat Harkányi folgende absolute Temperaturen folgender Sterne berechnet: Sonne  $5450^\circ$ , Sirius  $6400^\circ$ , Wega  $6400^\circ$ , Arktur  $2700^\circ$ , Aldebaran  $2850^\circ$ , Beteigeuze  $3150^\circ$ . Diese Zahlen sind wahrscheinlich um 10 bis 12 Proz. zu erhöhen.

Absorption durch Dämpfe. Ganz anders verhalten sich die Dämpfe, welche teilweise eine sehr starke Absorption auf die Wärmestrahlung ausüben, wie Tyndall in seinen umfassenden Untersuchungen gezeigt hat. In diesem Falle ist im allgemeinen die Absorption um so stärker, je grössere Wellenlänge die Strahlung besitzt, wie dies aus folgender Tabelle von Tyndall hervorgeht. Dabei sind verschiedene Strahlungsquellen benutzt worden, nämlich Platinspiralen, die zu Dunkelrotglut (etwa  $700^\circ \text{C.}$ ), Rotglut (etwa  $1100^\circ \text{C.}$ ) und Weissglut (etwa  $1600^\circ \text{C.}$ ) erwärmt waren. Je heisser die Wärmequelle, desto kurzwelliger ist die Strahlung.



Zwar ging die Wärmestrahlung durch zwei 1 cm dicke Steinsalzplatten, die einen Theil derselben absorbieren, die deswegen anzubringende Korrektur dürfte aber ziemlich belanglos sein. Da nun die Absorption der Kohlensäure sich noch mehr bei den schräg als bei den lotrecht zur Erdoberfläche laufenden Strahlen geltend macht, so wirkt die Atmosphäre viel mehr — die Rechnung zeigt etwa 1,75 mal mehr — als die Kohlensäuremenge in einer lotrechten Luftsäule. Diese entspricht einer Schichtdicke von 250 cm, also würde die Atmosphäre eine ebenso kräftige Absorption ausüben wie eine Schicht Kohlensäure von 437 cm Dicke, d. h. etwa 27,8 Proz. der Erdstrahlung absorbieren. Diese absorbierte Wärmemenge wird natürlicherweise wieder in den Welt-raum ausgestrahlt, aber da der strahlende Körper viel kälter als die Erde ist, so wird auch seine Strahlung viel geringer sein, sodass hauptsächlich Wärme der Erde erhalten wird. Und zwar ist diese Ersparnis ganz bedeutend, indem sie einer Erhöhung der Erdtemperatur von etwa  $14,5^{\circ}$  entspricht.

In jüngster Zeit hat Ångström nachgewiesen, dass, wenn die Strahlung eine bestimmte Menge Kohlensäure durchläuft, die Wärmeabsorption mit dem Druck steigt. Wegen dieses Umstandes sind die obenerwähnten Ziffern etwas zu hoch. Es ist zugleich wahrscheinlich, dass die Kohlensäureabsorption bei sinkender Temperatur zunimmt, wodurch der letzterwähnte Einfluss kompensiert wird. Eine noch nicht genau ermittelte Korrektur ist deshalb an ihnen anzubringen.

Viel weniger wirkt die Kohlensäure auf die Sonnenstrahlung. Schon die Strahlung einer 100gradigen Wärmequelle wird nur 0,7 mal so stark von der Kohlensäure absorbiert wie die Strahlung einer 15gradigen. Noch geringer ist die Wirkung auf die Sonnenwärme, indem Ångström sich vergeblich bemüht hat, diese Absorption direkt nachzuweisen. Man kann aus der Lage und Breite der Absorptionsbänder der Kohlensäure ihre Absorption der Sonnenstrahlung zu etwa 2 Proz. schätzen, sie ist jedenfalls so unbedeutend, dass sie ohne merklichen Fehler ausser Rechnung gelassen werden kann.

Viel kräftiger wirkt der Wasserdampf. Ångström hat die Absorption desselben für Sonnenstrahlung so zu bestimmen versucht, dass er das Sonnenspektrum graphisch darstellte und die Lücken darin ausfüllte, wodurch er das Sonnenspektrum an der Aussenseite der Atmosphäre erhielt. Hieraus konnte er offenbar die Absorption des Wasserdampfes unter der Annahme, dass Wasserdampf alle die erwähnten Lücken verursacht, berechnen. Er fand für eine absorbierende Schicht

von 2,1 cm bezw. 9,9 cm (auf flüssiges Wasser reduziert), ein Absorptionsvermögen des Wasserdampfes von 15 bezw. 27 Proz. Die folgenden Werte sind einer Kurve von Ångström entnommen, wobei entsprechende Werte von Schukewitsch (in Klammern) mit eingeschrieben sind:

$\lambda$	5	10	15	20	25	Proz. Absorption
$l$	0,30	0,85	2,1	4,2 (5,2)	6,8 (10)	em Wasser.

Wie ersichtlich, bietet das Verhalten des Wasserdampfes ungefähr dasselbe Bild wie dasjenige der Kohlensäure, indem die Absorption viel langsamer als der absorbierenden Menge proportional zunimmt.

Die Absorption des Wasserdampfes für die Erdstrahlung ist noch nicht genau untersucht, dürfte aber diejenige der Kohlensäure nicht unbedeutend übertreffen. Dabei ist zu bemerken, dass der Wasserdampf im Gegensatz zu der Kohlensäure in den niedersten Schichten der Atmosphäre konzentriert ist. Dadurch wird die wärmeschützende Kraft des Wasserdampfes bedeutend geringer als sie sonst sein würde.

Es ist bei den Untersuchungen über die Wärmeabsorption des Wasserdampfes sehr schwer, seine Wirkung von derjenigen des Staubes zu unterscheiden. Denn, wie oben gezeigt wurde, schlägt sich der Wasserdampf schon lange, bevor Sättigung eingetreten ist, teilweise auf den Staub nieder und verstärkt dadurch die Undurchsichtigkeit, die der Staub an sich hervorbringt.

Der Wasserdampf hat sehr viele charakteristische Liniengruppen, die meisten im Ultrarot, wo er für Licht von grösserer Wellenlänge als  $16 \mu$  so gut wie undurchsichtig erscheint. Im sichtbaren Spektrum befinden sich einige Liniengruppen in der Nähe von  $\alpha$ ,  $C$  und  $D$ , welche so charakteristisch sind, dass sie „Regenbänder“ genannt werden, indem man Regen prophezeit, wenn sie stark auftreten.

Die stark rote Färbung der untergehenden Sonne bei starkem Wasserdampfgehalt der Luft dürfte nicht von dem Wasserdampf direkt, sondern von Staubpartikelchen mit darauf kondensiertem Wasser herühren.

Messungen über den jährlichen und täglichen Gang der Sonnenstrahlung. Die oben gegebenen Kurven Figg. 170 und 171 stellen die Strahlungsintensität an einem Tage (13. Aug. 1888) zu Montpellier und Mont Ventoux dar. Wie aus denselben ersichtlich, steigt anfangs nach Sonnenaufgang die Strahlung sehr schnell an, um nachher zur Mittagszeit durch ein sehr flaches Minimum zu gehen und ein paar Stunden vor Sonnenuntergang wieder sehr schnell zu sinken. Dies



mit der täglichen, wie folgende Daten von Crova für Montpellier (43° 36' n. Br. und 60 m Höhe; 11jähriges Mittel) belegen. Die Daten beziehen sich auf senkrechte Strahlung kurz vor Mittag:

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1,03	1,06	1,10	<b>1,16</b>	<b>1,16</b>	1,11	1,11	1,07	1,08	1,04	1,05	0,98	1,08

Das Minimum fällt in den Dezember mit dem niedrigsten Sonnenstande zusammen, das Maximum kommt dagegen im April und Mai vor dem höchsten Sonnenstande. Nach demselben erscheint ein sehr schwaches Maximum im September. Das Maximum würde ohne Zweifel in den Juni fallen, wenn nicht Wasserdampf und Staub im Sommer stark zunähmen (wie zur Mittagszeit). Der Transmissionskoeffizient hatte ein Maximum im Dezember (0,71), ein Minimum im Sommer (0,48).

Die mittlere tägliche Wärmesumme (in cal. pr. cm<sup>2</sup> für horizontalen Erdboden) zu Kiew betrug nach einem dreijährigen Mittel:

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
24	67	99	122	318	325	<b>328</b>	306	227	125	34	13	166.

Wenn alle Tage vollkommen klar gewesen wären, so würde das Jahresmittel anstatt 166 cal. pro Tag etwa doppelt so gross ausgefallen sein (338 cal. pro Tag). Diese letzte Ziffer beträgt 43,9 Proz. von der theoretischen Einstrahlung (770 cal. pro Tag), welche an der Grenze der Atmosphäre ankommt (gerechnet mit 2,5 cal. pro min. als Sonnenkonstante). Wie wir später sehen werden, entspricht dies einem Transmissionskoeffizienten von etwa 0,65.

Oben haben wir den Transmissionskoeffizienten der Luft unter Berücksichtigung des Staubes allein auf 0,76 geschätzt. Der Unterschied zwischen dieser Zahl und den gefundenen wäre der Absorption durch Wasserdampf und Kohlensäure zuzuschreiben. Diese Absorption würde demnach für den Winter in Montpellier einer Schichtdicke von 3 mm und für Kiew im Mittel einer von 8,5 mm Wasser entsprechen. Die entsprechende Schichtdicke wäre für den Sommer in Montpellier etwa 90 mm. Diese Zahlenwerte scheinen nicht allzu schlecht mit den tatsächlich beobachteten Werten der Luftfeuchtigkeit übereinzustimmen.

Der ungewöhnlich hohe Transmissionskoeffizient 0,85 für Guimar auf Teneriffa scheint anzudeuten, dass der Staubgehalt der Luft über dem Meer bedeutend (mehr als doppelt) geringer ist als auf kontinentalen Stationen.

Die Verschiedenheit der Sonnenstrahlung an verschiedenen Orten. Der wichtigste Faktor zur Bestimmung des Klimas ist die Einstrahlung von der Sonne. Dabei ist zunächst hervorzuheben, dass die Erde in der Zeit, in der sie einen Grad der Ekliptik durchläuft, immer dieselbe Wärmemenge erhält. Die Zeit, welche die Erde in ihrer Bahn zum Beschreiben eines Bogens von  $1^\circ$  braucht, ist nämlich zufolge des zweiten Keplerschen Gesetzes proportional dem Quadrat der Entfernung von der Sonne. Wenn  $v$  den von der Erde während der Zeit  $t$  in der Entfernung  $r$  von der Sonne beschriebenen Winkel darstellt, so kann das genannte Gesetz in folgender Form dargestellt werden (vgl. S. 74):

$$r^2 v = Kt,$$

worin  $K$  eine Konstante bedeutet.

Die Strahlung  $S$  von der Sonne gegen die Erde in der Zeit  $t$  ist andererseits durch den Ausdruck:

$$S = \frac{A}{r^2} t$$

gegeben, wobei  $A$  eine neue Konstante bedeutet. Hieraus folgt durch Multiplikation:

$$SK \cdot t = Avt \text{ oder } S = C \cdot v,$$

worin  $C$  eine dritte Konstante bedeutet. Die auf die ganze Erde eingestrahlte Wärmemenge ist infolgedessen dem von der Erde um die Sonne beschriebenen Winkel proportional.

Diese schon seit Newtons Zeiten bekannte Überlegung ist von grosser Bedeutung. Rechnet man, wie gewöhnlich, den betreffenden Winkel von dem Frühlingspunkt ab, so kann man einen ähnlichen Schluss, wie für die ganze Erde, für jeden beliebigen, zwischen zwei Breitenkreisen gelegenen Teil der Erde gelten lassen. Denn die Bestrahlung eines solchen Teils hängt, ausser von der Entfernung von der Sonne, nur von dem Einfallswinkel der Sonnenstrahlen ab und dieser Winkel ist nur von der Neigung der Erdachse gegen den Leitstrahl von der Sonne abhängig. Sobald aber der Winkel zwischen diesem Leitstrahl und demjenigen zum Frühlingspunkt der gleiche ist, so ist die genannte Neigung dieselbe, sie ist unabhängig von der Länge des Leitstrahls. Es folgt hieraus, dass, wenn die Erde denselben Winkel (von dem Frühlingspunkt gerechnet) beschreibt, so erhält eine beliebige zwischen zwei Breitenkreisen gelegene Zone dieselbe Wärmemenge von

der Sonne, unabhängig von der Entfernung der Erde von der Sonne. Dies gilt z. B. für das ganze Sommerhalbjahr oder das ganze Winterhalbjahr, während dessen die Erde den Winkel  $0-180^\circ$  bzw.  $180^\circ$  bis  $360^\circ$  beschreibt.

Im Laufe der Zeit hat (vgl. oben S. 273) die Excentrizität der Erdbahn sich geändert. Infolgedessen ist die Länge des Sommers (der nördlichen Halbkugel) veränderlich gewesen. Aber immer ist, so lange die Umlaufszeit der Erde sich nicht geändert hat, die Wärmeeinstrahlung während des Sommers auf eine beliebige Zone der Erde dieselbe geblieben und ebenso während des Winters. Nur ist diese Wärmemenge auf eine grössere oder kürzere Zeit verteilt gewesen. Es kann folglich durch diese Änderung der Excentrizität nicht die jährliche Einstrahlung auf eine bestimmte Zone, noch die Ausstrahlung davon in den Weltraum sich geändert haben, solange die Umlaufszeit der Erde konstant geblieben ist. Es kann demnach auf diese Weise keine nennenswerte Änderung der mittleren Temperatur der betreffenden Zone, wie sie etwa die Croll'sche Hypothese verlangt, sondern nur eine Vergrößerung oder Verminderung der Temperaturvariation im Jahre entstanden sein.

Etwas anders verhält es sich, wenn die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik sich geändert hat, worauf wir weiter unten zurückkommen werden.

Berechnung der Wärmeeinstrahlung, wenn von der Wirkung der Atmosphäre abgesehen wird. Aus den eben angeführten Gründen bietet es einen bestimmten Vorteil, die Wärmemenge zu berechnen, welche auf  $1 \text{ cm}^2$  der Erdoberfläche einfällt, während sie einen Bogen von  $1^\circ$  beschreibt, statt derjenigen, welche während eines Tages einstrahlt. Diese Rechnung ist eine rein mathematische, prinzipiell einfache, aber recht zeitraubende Arbeit. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Stärke der Strahlung dem Cosinus des Winkels zwischen der Strahlungsrichtung und der Normale gegen die Erdoberfläche proportional ist. Die genannte Berechnung giebt Resultate, welche in der untenstehenden Tabelle, die einer Arbeit von Zenker entlehnt ist, zusammengestellt sind. Dabei wird die Wärmemenge gleich 1 gesetzt, welche der betreffende Punkt erhalten würde, wenn die Sonne die ganze Zeit im Zenith stände.

Wenn die Sonne zwischen  $180^\circ$  und  $360^\circ$  Länge steht, so gelten dieselben Zahlen wie in der Tabelle, nur gelten diejenigen, die in der Tabelle für die nördliche Halbkugel angeführt sind, dann für die





den durch selektive Reflexion am Staub und an Wolken in der Atmosphäre verursachten Wärmeverlust berücksichtigen. Dieser betrage im Mittel für die ganze Erde etwa 25 Proz. (vgl. S. 501) und die Sonnenkonstante sei gleich 2,5 angenommen. Wir rechnen also so, als ob die Sonnenstrahlung 1,875 cal. pro Minute betrüge, d. h. als ob die Staubwirkung über die ganze Erde gleich wäre. Die diesbezüglichen Unterschiede werden wir unten besprechen.

Nach dieser Methode, die zuerst von Christiansen eingeschlagen wurde, erhalten wir folgende Werte der mittleren Jahrestemperatur, welche mit den Werten zusammengestellt sind, die Spitaler und für südliche Breiten über 60° Dove, der zuerst die Mitteltemperaturen für die verschiedenen Breitengrade untersuchte, aus den Beobachtungen ermittelt haben.

Breite	ber.	beob.		Mittel.	Diff.
		n. Halbk.	s. Halbk.		
0	20,8	25,9	25,9	25,9	+ 5,1
10	19,7	26,4	25,0	25,7	+ 6,0
20	16,7	25,6	22,7	24,1	+ 7,8
30	11,5	20,3	18,5	19,4	+ 7,9
40	4,0	14,0	11,8	12,9	+ 8,9
50	— 5,8	5,6	5,9	5,7	+ 11,5
60	— 17,7	— 0,8	— 0,7	— 0,7	+ 17,0
70	— 29,3	— 9,9	— 4,8	— 7,3	+ 22,0
80	— 35,3	— 16,5	— 8,0	— 12,3	+ 23,0
90	— 37,2	— 20,0	— 10,0	— 15,0	+ 22,2

Die mittlere Temperatur beträgt 15,1°, während 6,5° berechnet ist, einer Differenz von 8,6° C. entsprechend.

Die Temperatur der Erde ist demnach nicht unbedeutend höher als die obige Rechnung ergibt. Dies rührt daher, dass die absorbierenden Gase in der Luft die Wärmeverluste der Erde vermindern.

Eigentlich müsste man den berechneten Temperaturwert in der Nähe des Äquators um etwa drei Grad erhöhen und denjenigen in der Nähe der Pole um etwa gleich viel herabsetzen. Die durchstrahlte Schicht erreicht nämlich beim Äquator bei weitem nicht den angenommenen Mittelwert, in der Nähe der Pole überschreitet sie ihn dagegen. Die deswegen einzuführende Korrektur kann etwa auf den obengenannten Betrag geschätzt werden. Dadurch wird der Unterschied zwischen dem

berechneten und dem beobachteten Wert für den Äquator nahezu verschwindend, für die polaren Gegenden dagegen vergrössert.

Die starke Ausgleichung zwischen den Temperaturen an Pol und Äquator, welche in den beobachteten Ziffern, verglichen mit den berechneten, hervortritt, beruht auf dem Wärmetransport durch die Luft- und Meeresströmungen. Diese wirken kräftiger auf der südlichen Halbkugel, als auf der nördlichen, weil jene überwiegend mit Meeren bedeckt ist.

Dieser Umstand macht sich noch mehr geltend in der Amplitude der Temperaturvariation im Jahre. Der Unterschied der Sonnenstrahlung in verschiedenen Jahreszeiten ist wie die Tabelle auf S. 510 zeigt, in den Äquatorialgegenden sehr gering. Er nimmt von dort ab stetig zu und erreicht ein Maximum an den Polen. Eine Temperaturberechnung für jede Jahreszeit nach der oben angewandten Methode würde sehr stark von der Erfahrung abweichende Resultate ergeben, weil die Luft- und Erd- und noch mehr die Wassermassen einen stark ausgleichenden Einfluss in so kurzen Zeitintervallen ausüben. Es folgen hier die mittleren Temperaturen unter verschiedenen Breitegraden im Januar und Juli, deren Differenzen als ein Maass der jährlichen Temperaturschwankung angesehen werden mögen. Die Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche in diesen beiden Monaten ist durch die Isothermenkarten, Figg. 179 und 180, leicht ersichtlich.

Breite	Nördliche Halbkugel			Südliche Halbkugel		
	Jan.	Juli	Diff.	Jan.	Juli	Diff.
90	— 36,0	2,0	38,0	— 5,2	— 14,0	8,8
80	— 32,0	2,6	34,6	— 3,2	— 12,0	8,8
70	— 25,5	7,3	32,8	— 0,4	— 9,1	8,7
60	— 16,0	14,1	30,1	2,2	— 2,9	5,1
50	— 7,2	18,1	25,3	8,1	3,2	4,9
40	3,9	23,8	19,9	16,1	9,7	6,4
30	13,9	27,4	13,5	22,6	15,3	7,3
20	21,7	28,1	6,4	25,5	20,5	5,0
10	25,7	26,7	1,0	25,9	24,0	1,9
0	26,2	25,5	0,7	26,2	25,5	0,7

Eigentümlichkeiten in der Temperaturverteilung. Bei seinen Berechnungen über die mittleren Temperaturen fand Dove die beim ersten Anblick sehr eigentümlich erscheinende Thatsache, dass die mittlere Temperatur der Erde im Juli (d. h. während des Sommers der

nördlichen Halbkugel) viel höher ist, wie im Januar (Winter der nördlichen Halbkugel).

Es erreichen nämlich nach Spitaler die Mittelwerte der Temperatur für verschiedene Erdteile folgende Grössen:

	Jan.	Juli	Mittel	Schwankung
Nördliche Halbkugel . . . .	8,0	22,5	15,2	14,5
Südliche Halbkugel . . . .	17,5	12,4	14,9	5,1
Die ganze Erde . . . . .	12,7	17,4	15,1	4,7

Diese Eigentümlichkeit hängt mit der Verteilung von Land und Wasser auf den beiden Halbkugeln zusammen. Die nördliche Halbkugel hat etwa 40 Proz. Landbedeckung und damit ein mehr kontinentales Klima, wodurch die relativ grosse Jahresschwankung von 14,5° C. entsteht. Die südliche Halbkugel mit nur 13 Proz. Landbedeckung hat ein mehr oceanisches Klima und deshalb eine kleine Jahresschwankung von nur 5,1° C. Die Jahresschwankung der ganzen Erde wird demnach in derselben Richtung gehen wie diejenige der nördlichen Halbkugel und zwar wird sie folgende Grösse erreichen:

$$\frac{14,5 - 5,1}{2} = 4,7^{\circ} \text{ C.}$$

Auch die mittlere Temperatur der nördlichen Halbkugel übersteigt diejenige der südlichen im Absolutbetrag mit etwa 0,3° C. In der Nähe des Äquators ist dieser Überschuss, wie die Tabelle auf S. 513 zeigt, sehr bedeutend, die mittlere Temperatur zwischen Äquator und 45° n. Br. beträgt 22,1° C. und übersteigt den entsprechenden Wert auf der südlichen Halbkugel, 21,0° C., mit nicht weniger als 1,1° C. Obgleich unter höheren Breiten zufolge ihres oceanischen Klimas die südliche Halbkugel nicht unbedeutend (um etwa 0,8°) wärmer als die nördliche ist, so bleibt doch der mittlere Überschuss der nördlichen Halbkugel beträchtlich.

Die Wärmeausstrahlung auf der nördlichen Halbkugel muss demnach grösser sein wie auf der südlichen. Wenn auch die mittlere Temperatur dieselbe auf beiden Halbkugeln wäre, so würde unter sonst gleichen Verhältnissen wegen der grösseren Schwankung auf der nördlichen die Strahlung grösser sein als auf der südlichen. Dazu kommt noch, dass die Strahlung der festen Erdkruste etwas diejenige des Wassers übersteigt, d. h. die Erdkruste ähnelt mehr einem „absolut schwarzen Körper“ als die Wasseroberfläche, und weiter, dass die mittlere Temperatur

der Nordhälfte höher als diejenige der Südhälfte ist. Der Strahlungsunterschied kann auf etwa 5 Proz. geschätzt werden.

Um ebensoviele muss die Wärmezufuhr zur nördlichen Halbkugel grösser sein. Teils ist die Bewölkung niedriger auf der nördlichen Halbkugel als auf der südlichen, der Unterschied erreicht nicht weniger als etwa 6 Proz. Dadurch wird, unter der Annahme, dass die Wolken 40 Proz. der auffallenden Wärmestrahlen wieder in den Himmelsraum hinausreflektieren, die Hälfte des genannten Effektes erklärlich. Der übrige Teil der grösseren Wärmezufuhr auf der nördlichen Halbkugel beruht wohl hauptsächlich darauf, dass eine grosse Menge warmen Wassers über den Äquator von der südlichen zur nördlichen Halbkugel hinüberwandert. Ausserdem liegt die südliche Halbkugel für die von der Antarktis kommenden kalten Meeresströmungen mit ihren gewaltigen Eismassen offen, während die nördliche Halbkugel zum grössten Teil durch Landmassen von ihrem Eismeere abgeschlossen ist (vgl. S. 391).

Infolgedessen ist der wärmste Breitengrad nicht der Äquator selbst, sondern er liegt, wie die Tabelle auf S. 513 zeigt, etwa  $10^0$  nördlich davon (Mitteltemperatur 26,4 gegen 25,9 am Äquator). Zwar verschiebt sich dieser wärmste Breitengrad, der „thermische Äquator“, mit den Jahreszeiten, sodass er im Januar den Äquator nahezu erreicht (nach Batchelder), dafür liegt er aber im Juli etwa beim 22. Breitengrad.

Da die Wärmeverhältnisse für die meteorologischen Erscheinungen ausschlaggebend sind, so kann man behaupten, dass der meteorologische Äquator der Erde auf der nördlichen Halbkugel (etwa beim 10. Breitengrad) liegt.

Das Gegenteil gilt für die Sonne (vgl. S. 129).

Veränderung des solaren Klimas durch die Wärmeabsorption. Oben ist angegeben, wie grosse Wärmemengen der Erde zugeführt würden, wenn die Atmosphäre vollkommen durchsichtig wäre.

Da dies nicht der Fall ist, hat Angot mittlere Transmissionskoeffizienten von 1,0, 0,9, 0,8, 0,7 und 0,6 angenommen und berechnet, wie grosse Wärmemengen unter diesen Annahmen der Erdoberfläche unter verschiedenen Breitengraden in verschiedenen Jahreszeiten zugeführt würden. Er drückt diese Wärmemenge in Äquatorialtagen aus. Wenn also die Sonne das ganze Jahr über dem Äquator stände und der Transmissionskoeffizient 1 wäre, so würde der Äquator im Jahr 365,2 Äquatorialtage erhalten. Wegen der Neigung der Ekliptik gegen die Äquatorialebene wird diese Zahl etwas vermindert und sinkt auf 350,3.



Diese Ziffern sind sehr instruktiv. Während bei Abwesenheit der Atmosphäre die Erdpole in ihrem kurzen Sommer ein Temperaturmaximum aufweisen würden, da sie am meisten Wärme zugestrahlt bekommen, liegt das Strahlungsmaximum zufolge der Einwirkung der Atmosphäre nie nördlicher als etwa beim 30. Breitengrad. Auch wenn man die von der Atmosphäre zurückgehaltene Wärme zu der auf die Erdoberfläche fallenden hinzuzählt, verschwindet das Wärmemaximum des Sommers an den Polen.

Weiter zeigt die Tabelle von Angot, dass auch bei wolkenfreiem Himmel nur 44 Proz. der einstrahlenden Sonnenwärme zur Erdoberfläche gelangt. Dieser Prozentsatz erreicht sein Maximum 48,6 am Äquator, sinkt dann allmählich auf 44,7 bei 30° Br., dann geschwinder auf 37,8 bei 50°, 28,6 bei 70° und 19,5 bei 90° Br. Oben haben wir nach den Beobachtungen von Saveljeff in Kiew für den 50. Breitengrad 43,9 Proz. berechnet. Dieser Umstand scheint anzudeuten, dass der Transmissionskoeffizient thatsächlich etwas grösser ist als 0,6 — etwa 0,65.

Über dem Meere ist er wahrscheinlich noch grösser. Dafür reflektiert aber die Meeresfläche etwa 8 Proc. der einfallenden Wärme (nach Zenker).

Die obenstehende Tabelle zeigt auch, wie ausserordentlich grosse Mengen von Wärme in der Atmosphäre aufgespeichert oder diffus zur Erdoberfläche reflektiert werden. Beim 60. Breitengrad übersteigt diese Wärmemenge die direkt zur Erdoberfläche hingestrahlte, am Pole ist sie sogar 2,3 mal grösser. Der grösste Teil davon wird wohl in den niederen Luftschichten, welche viel Wasserdampf und Staub halten, aufgespeichert.

Aktinograph für Ballonfahrten. Arago hat ein Aktinometer konstruiert, das aus einem „blanken“ und einem „schwarzen“ Thermometer besteht, deren Kugeln zum Schutze gegen Wärmeableitung von evakuierten Glaskugeln umgeben sind. Die Strahlungsintensität der Sonne wird nach dem Unterschied des Standes der beiden Thermometer geschätzt. Die Theorie dieses Instrumentes ist noch wenig entwickelt, weshalb es wenig gebraucht wird.

Für Ballonfahrten, bei welchen andere Aktinometer versagen, hat Violle ein Aragosches Aktinometer, dessen Thermometer registrierend sind (vgl. S. 546) in Anwendung gebracht.

---

### III. Die Wärmeverluste der Erde.

Die nächtliche Strahlung. Wenn man während einer klaren Nacht stark wärmestrahkende aber schlecht wärmeleitende Körper, wie Baumwolle, Heu, Filz u. s. w. unter freien Himmel hinauslegt, so findet man häufig ihre Temperatur bedeutend niedriger (bis  $10^{\circ}$  C.) als diejenige der Erde und der Luft. Der Versuch gelingt um so besser, je ruhiger die Luft und je klarer der Himmel ist, weil dann die Wärmezufuhr aus der Luft gering und die Strahlung gross ist.

Auf dieselbe Weise fand Melloni, dass ein „schwarzes“ Thermometer in klaren Nächten viel (bis  $3,6^{\circ}$  C.) tiefer steht als ein „blankes“. Das mit Russ überzogene „schwarze“ Thermometer strahlt nämlich teilweise zum kalten Himmel, während das silberbekleidete „blanke“ Thermometer durch Leitung nahezu die Temperatur der Umgebung annimmt. In grösserer Höhe über dem Meere wird im allgemeinen die genannte Temperaturdifferenz grösser (Langley).

Enthält die Luft in der Nähe eines solchen Körpers Wasserdampf, so fällt Wasser aus; es ist dies die Erscheinung des Thauens, den Wells auf diese Weise erklärte. Er stellte auch (1800) sehr interessante Versuche über die Temperatur, die niedergeschlagene Thaumenge und die begleitenden meteorologischen Umstände an. Die Temperatur des kalten Körpers (z. B. des Grases) muss dabei unter dem sog. Thaupunkt liegen.

Diese Abkühlung durch Strahlung war schon den Naturvölkern bekannt. In Indien macht man in klaren Nächten Eis auf die Weise, dass man eine flache Wasserschicht, auf einem auf trockenem Stroh stehenden Teller, der nächtlichen Strahlung aussetzt. Im Inneren Afrikas hat man bisweilen wegen der intensiven Strahlung in der trockenen Luft Nachtfroste.

Christiansen hat die Bedingungen der Eisbildung untersucht.

Er legte Teller von stark versilbertem oder berusstem Messing auf eine Wasseroberfläche, die er der nächtlichen Strahlung aussetzte. Die Lufttemperatur bei seinen Versuchen war immer unter Null. Nach dem Ablauf der Nacht maass er die Dicke der unter den Tellern gebildeten Eisschichten und fand immer einen bedeutenden Unterschied zum Gunsten des berussten Tellers. Daraus schloss er, dass die Strahlung ein sehr wichtiges Moment für die Abkühlung ausmacht. Dieser Umstand machte sich um so mehr geltend, je heiterer die Nacht war. Ausserdem trat ein anderer Einfluss hervor, nämlich die Abkühlung durch Konvektion oder Leitung. Diese trat um so kräftiger auf, je stärker der Wind war. Es beruht dies darauf, dass die Temperatur der Luft unter Null lag. Wenn das Gegenteil eingetroffen wäre, wie in den eigentlich gefährlichen Frostnächten, so würde starker Wind die Eisbildung vermindert oder verhindert haben. Die für den Landmann schädlichen Frostnächte treten daher nur bei Windstille und klarer Luft auf.

Wenn eine Eisschicht sich bildet, so nimmt ihre Dicke zu nach denselben Gesetzen, welche für Diffusion und Wärmeleitung gelten (nach Stefan). Damit also eine 1 m dicke Eiskruste sich bildet, ist 100 mal so lange Zeit nötig, wie zur Bildung einer 1 dm dicken Schicht. Vorausgesetzt wird dabei, dass die Gefriertemperatur (an der Unterseite des Eises) konstant bleibt und ebenso die Lufttemperatur über dem Eis. Das erste wird sehr nahe zutreffen, das zweite ist eine grobe Annäherung.

Dagegen geht der Schmelzprozess von der Oberfläche aus mit nahezu konstanter Geschwindigkeit nieder, weil das Schmelzwasser abfließt. Der Schmelzprozess ist folglich im Vergleich zum Gefrierprozess begünstigt.

Jedenfalls versteht man auf diese Weise, dass auch die Eiskrusten im Polarmeer nie eine besonders grosse Dicke (etwa 6 m, vgl. S. 389) erhalten.

Pouillet konstruierte ein eigenes Instrument, Aktinometer (Fig. 172) genannt, um die Wärmeverluste durch Strahlung zum Himmelsgewölbe zu messen. Dasselbe bestand der Hauptsache nach aus einem „schwarzen“ Strahlungsthermometer, welches auf ein sehr gut wärmeisolierendes Material, Schwanendaunen, in einer flachen Dose aufgelegt war. Die Öffnung des Aktinometers, in deren Mittelpunkt die Thermometerkugel sich befand, konnte nach verschiedenen Himmelsrichtungen gerichtet werden. Er fand die Temperatur des Aktinometer-Thermometers in der Nacht 6–9 Grad niedriger als die Lufttemperatur.

Glaisher fand folgende Unterschiede (Grade C.) zwischen der Lufttemperatur und den Angaben eines auf verschiedenen Unterlagen an der Erde liegenden Thermometers:

Kies	Stein	Flusssand	Gartenerde	Kurzes Gras	Langes Gras	Flachs auf Gras
1,3	1,8	2,1	2,2	4,1	4,7	5,7

Die Bewölkung übt einen grossen Einfluss aus, indem sie die Strahlung zum Himmelsgewölbe vermindert. Diese Verminderung ist um so effektiver, je tiefer die Wolkendecke liegt, d. h. mit anderen Worten, je höher ihre Temperatur ist.

Über den Einfluss der Bewölkung gab Glaisher folgende kleine Tabelle:

Grad der Bewölkung	4 (ganz trüb)	3	2	1	0 (heiter)
Gartenerde . . . .	0.4	1,1	1,2	1,6	1,8 °C.
Kurzes Gras . . . .	0.9	1.7	1.9	2.2	2.5 „
Langes Gras . . . .	1.1	2.1	2.3	2.6	2.9 „

Bei bewölktem Himmel schmilzt der Schnee, wenn die Temperatur wenig über Null steigt, bei heiterem Himmel kann er dagegen im Schatten

bei einer Lufttemperatur von  $+10$  bis  $11^{\circ}\text{C}$ . unangegriffen bleiben. Dabei ist es von grosser Bedeutung, dass die Luft ganz stille ist, sodass keine merkliche Wärmemenge zum Schnee durch Leitung geführt wird.

Auch unabhängig von der Strahlung erhält sich Schnee und Eis ungeschmolzen bei einer Temperatur über Null, wenn die Luft so trocken ist, dass die Verdunstung den Schnee und das Eis unter Null abkühlt, und zwar um so mehr, je stärker der Wind ist. Dieser Vorgang ist im nordischen Winter häufig und wird dadurch ange-

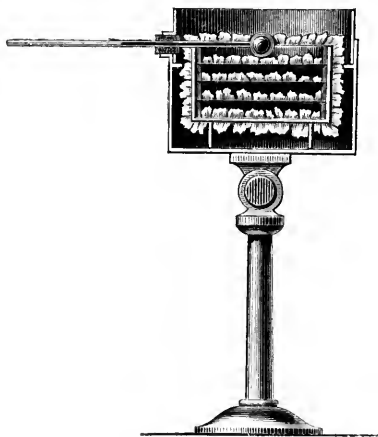


Fig. 172. Aktinometer von Pouillet.

zeigt, dass bei den Psychrometern das trockene Thermometer über Null, das befeuchte aber unter Null steht. Wenn dagegen die Strahlung die Abkühlung bewirkt, so ist häufig die Psychrometerdifferenz nahezu Null oder selbst negativ, somit die Luft sehr feucht.

Neuere Versuche, die nächtliche Strahlung experimentell zu bestimmen, sind von Maurer, Pernter und Homén ausgeführt worden. Die beiden erstgenannten benutzten Instrumente, welche mit dem Violleschen Aktinometer grosse Ähnlichkeit zeigten, die Strahlungsöffnung war aber recht gross.

Maurer fand zu Zürich (in 440 m Höhe ü. d. M.) in klaren Juni-Abenden (Temperatur  $15^{\circ}$  C.) eine Ausstrahlung einer berussten Kupferplatte von 0,13 cal. pr.  $\text{cm}^2$  und Minute. Pernter führte Beobachtungen aus auf dem hohen Sonnblick (3095 m) und in Rauris (900 m) bei Lufttemperaturen von  $-12$  bzw.  $-6^{\circ}$  C. (Februar). Er fand 0,201 bzw. 0,151 cal. pr.  $\text{cm}^2$  und Minute. Seine Werte sind hoch gegen Maurers Werte, was wahrscheinlich auf grösserer Reinheit der Luft in Bezug auf Staub und Wasserdampf beruht. Diese Substanzen, welche hauptsächlich in der niederen Atmosphäre vorkommen und demzufolge eine von derjenigen der Erdoberfläche nicht allzu verschiedene Temperatur besitzen, verhindern die Ausstrahlung in den freien Raum, von wo keine Rückstrahlung stattfindet.

Nach dem Stefanschen Gesetz kann man berechnen, wie viel Wärme die berusste Platte pro Minute verlieren würde, wenn sie gegen den Weltraum (von  $-273^{\circ}$  C. Temperatur) gestrahlt hätte. Der Unterschied zwischen diesem berechneten und dem beobachteten Wert kann als die Rückstrahlung der Atmosphäre (Staub, Wasserdampf und in geringem Grad Kohlensäure) betrachtet werden. Diese Rückstrahlung betrug in den drei Fällen pro Minute und  $\text{cm}^2$ : in Zürich 0,37, in Rauris 0,21 und auf dem Sonnblick 0,12 cal.

Es ist auffallend, wie stark die Rückstrahlung mit steigender Seehöhe abnimmt. Der Staub und der Wasserdampf sind auch vornehmlich in den niederen Luftschichten konzentriert.

Da der Weltraum fast nichts zurückstrahlt, kann derselbe ohne merklichen Fehler als ein schwarzer Körper beim absoluten Nullpunkt betrachtet werden, welcher Strahlen weder aussendet noch reflektiert. Man hat in früheren Zeiten viel über die Temperatur des Weltraumes spekuliert. Gewöhnlich nahm man an, dass diese Temperatur der niedrigsten auf der Erde beobachteten nahe käme. Fourier schätzte diese Temperatur auf  $-50^{\circ}$ — $-60^{\circ}$  C. (In Werchojansk, Ost-Sibirien, hat man Temperaturen bis zu etwa  $-70^{\circ}$  C. beobachtet.) Pouillet schloss aus seinen Ausstrahlungsversuchen auf eine Temperatur von  $-142^{\circ}$  C. Diese Spekulationen haben nur noch hauptsächlich historisches Interesse. Wahrscheinlich geht die Wärmestrahlung der Erde

(und Sonne) zu fein verteiltem Staub und Nebelmaterie im Weltraum deren Temperatur nur wenig den absoluten Nullpunkt übersteigt (vgl. S. 226).

Der grosse Wärmeverlust des Bodens beruht darauf, dass er zu Körpern strahlt, die wegen grosser Kälte wenig Wärme zurückstrahlen. Wells spannte ein baumwollenes Tuch von 0,6 m Seitenlänge 0,16 m über Rasen in einer klaren Nacht aus. Die Temperatur des Grasses war an der geschützten Stelle häufig  $6^{\circ}$  C. höher als an nicht geschützten Stellen.

Genau so wirken die Wolken, welche eine allzu schnelle Abkühlung durch Strahlung verhindern. Jedenfalls kann bei reinem Himmel Frost eintreten, obgleich die Lufttemperatur in ein paar Meter Höhe mehr als  $+5^{\circ}$  C. erreicht. Es sind diese Nachtfröste, welche so verheerend einwirken, weil sie häufig in einer Periode weit vorgeschrittener Vegetation auftreten, besonders in Finnland Gegenstand von wissenschaftlichen Untersuchungen geworden.

Am ausführlichsten sind die Messungen von Homén, über deren Resultat wir im folgenden kurz berichten wollen. Die Strahlung gegen das Himmelsgewölbe war (am 15. Aug. 1896 bei der Temperatur  $+6^{\circ}$  C.) so gross wie gegen einen schwarzen Körper von  $-38,5^{\circ}$  C. Sie betrug  $0,22$  cal. pro  $\text{cm}^2$ . Min. Gleichzeitig sank die Oberflächentemperatur einer nahe gelegenen Moorwiese auf  $-4^{\circ}$  C.; es war also eine sehr scharfe Frostnacht.

Die stärkste Strahlung war nach dem Zenith gerichtet, wenn dieselbe gleich 1 gesetzt wurde, so war sie  $33^{\circ}$  vom Zenith 0,93,  $56^{\circ}$  davon 0,88,  $79^{\circ}$  davon 0,61. Dies beruht offenbar auf der grösseren Menge von zurückstrahlendem Wasserdampf und Staub in den letzten Fällen.

Vom klaren Himmel strahlt, trotz des zerstreuten Tageslichtes, niemals Wärme zur Erde, auch nicht zur Mittagszeit. Im Gegenteil verliert die Erde Wärme gegen den Himmel (die Sonne ausgenommen) und zwar nahezu gleich viel wie in der Nacht, nämlich bis 0,2 und 0,3 cal. pr.  $\text{cm}^2$ . Min.

Kleine Cirruswolken vermögen dieses Verhältnis nicht zu ändern.

Ist der Himmel dicht bewölkt, so strahlt er während des Tages Wärme zur Erde aus. In der Nacht geht die Strahlung in der umgekehrten Richtung. Die von Homén benutzte Pyrheliometerplatte strahlte sogar dann Wärme zum Himmel aus, wenn die Nacht anfänglich klar gewesen ist, so dass die Temperatur des Rasens stark gesunken war, und plötzlich Wolken den Himmel bedeckten, wobei das im Gras liegende Thermometer während einer Stunde um 3 bis  $5^{\circ}$  C.

eigen konnte. Homén glaubt diese Temperatursteigerung auf Rechnung der Wärme setzen zu können, die aus der Erde zuströmt. Wahrscheinlicherweise gewann das betreffende Thermometer Wärme auch durch Strahlung von dem in den niederen Luftschichten befindlichen Wasserdampf. Die Temperatur steigt nämlich in solchen Fällen beträchtlich mit der Höhe.

Die Wärmebilanz des Erdbodens. Die Erde gewinnt also Wärme am Tage und verliert solche in der Nacht. Je nachdem die eine oder die andere Wirkung überwiegt, steigt oder sinkt die Temperatur des Bodens. Von der Zuleitung von Wärme aus dem Boden gehen wir vorläufig ab. Um einen Begriff von der Grössenordnung dieser Wärmebilanz zu geben, führen wir einige Ziffern von Homén an. Die selben gelten für Süd-Finnland ( $60^{\circ} 17'$  n. Br.  $23^{\circ} 40'$  ö. L. v. Gr.) und eine Höhe von 50–80 m über dem Meer, und sind in cal. pro Tag und  $1\text{ m}^2$  horizontaler Fläche ausgedrückt.

Am 14. Aug. 1896 von  $5^h 50^m$  V. M. bis  $6^h 20^m$  N. M. war der Wärmegewinn durch Sonnenstrahlung 504,2, die gleichzeitige Ausstrahlung erreichte nur 132,8 cal., in der folgenden Nacht war der Wärmeverlust 15,4 cal. Mehr als die Hälfte der Sonnenstrahlung, nämlich 256 cal. wurden folglich im Erdboden aufgespeichert und zu dessen Erwärmung verbraucht.

Die Wärmeeinstrahlung am Tag sank am 1.—2. September auf 105 cal., die gleichzeitige Ausstrahlung auf 110 cal. und die nächtliche Ausstrahlung auf etwa 60 cal., sodass der Wärmegewinn auf 235 cal. zurückgegangen war. Noch stärker war diese Abnahme am 1.—2. Oktober. Die entsprechenden Ziffern waren 190, 48 und 91, sodass nur 1 cal. zur Erwärmung der Erde übrig blieben.

Um diese Jahreszeit schlägt die Bilanz um, sodass täglich mehr Wärme ausgestrahlt als von der Sonne abgegeben wird. Diese Unterbilanz nimmt immer mehr zu bis etwa zur Sonnenwende. Täglich sinkt der Wärmeinhalt des Bodens, bis im Frühling die Bilanz wieder umschlägt, und der Boden anfängt, Wärme aufzuhäufen.

Die Wärmeverluste des Bodens im Winter müssen gleich der Wärmezufuhr im Sommer sein, damit die mittlere Temperatur konstant bleibt. Dabei kann man von der geringfügigen Wärmezufuhr durch Leitung von Wärme aus dem Erdinneren gänzlich absehen (vgl. S. 165 u. 284).

Eine Berechnung des jährlichen Wärmehaushalts des Bodens hat Schubert für Eberswalde (42 m Höhe) und Melkerei (im Elsass 99 m Höhe) gegeben. Er fand für die Wärmemenge (in cal.), die im





#### IV. Die Temperatur der Erdoberfläche.

Eindringen der Wärmewellen in den Boden. Wie oben gesagt, wird am Tage und im Sommer ein grosser Teil der Wärme dazu aufgewendet, den Boden zu erwärmen. Umgekehrt giebt der Boden in der Nacht und im Winter einen Teil seiner aufgespeicherten Wärme ab. Je tiefer man aber in die Erde eindringt, desto unbedeutender wird der Wärmeaustausch mit der Oberfläche. In genügend grosser Tiefe ist er unmerklich. Die Tiefe, bis zu welcher die Schwankungen einzudringen vermögen, ist um so grösser, je grösser die Wärmeleitfähigkeit und je geringer die Wärmekapazität pro  $\text{cm}^3$  des Bodens ist. Der Quotient dieser beiden Grössen wird, wie oben gesagt, Temperaturleitfähigkeit genannt, und die betreffende Tiefe sollte der Quadratwurzel aus diesem Quotienten und aus der Periodenlänge der Temperaturschwankung proportional sein. Dies setzt aber voraus, dass die Oberfläche den gleichen Temperaturschwankungen ausgesetzt ist, was nicht immer zutrifft. Wenn die Erdoberfläche nass, grasbepflanzet oder mit Wald bewachsen ist, so ist ihre Erwärmung in hohem Grade erschwert.

Nach Homén's Messungen in Finnland ist im Sommer (Mai bis September) die Temperatur der Erdoberfläche (50 cm tief) im dichten Fichtenwald  $4,5^{\circ}\text{C}$ ., im Birkenwald  $3,1^{\circ}\text{C}$ . niedriger als im freien Feld. Im Winter ist der Unterschied sehr gering (vgl. S. 524).

Homén hat die tägliche, Wied die jährliche Temperaturschwankung des Bodens genauen Untersuchungen unterworfen. Schon früh wusste man, dass die Temperatur in tief liegenden Kellerräumen sich nicht merklich ändert. Sehr bekannt ist in dieser Beziehung der 27,6 m tiefe Keller der Pariser Sternwarte, wo die Temperatur nicht um  $0,01^{\circ}\text{C}$ . schwankt.

Zur Beobachtung der Bodentemperatur setzt man Thermometer in bestimmten Tiefen ein. Sie müssen entweder so lange Skalen be-

itzen, dass sie von der Erdoberfläche aus beobachtet werden können, der von einer Packung von grosser Wärmekapazität und schlechtem Leitvermögen umgeben sein, in der man sie zur Erdoberfläche hinaufholt und wieder in die Erde hineinsenkt. Bei der ersten Konstruktion, welche für die Beobachtungen der täglichen Schwankungen, wo also Ablesungen ziemlich häufig anzustellen sind, zu empfehlen ist, muss man natürlicherweise wegen des Druckes und der Temperatur des herausragenden Fadens korrigieren.

Die jährliche Schwankung. Als Beispiele mögen folgende Beobachtungen über die jährliche (periodische) Temperaturschwankung in verschiedenen Tiefen aus Brüssel und St. Petersburg angeführt werden:

Brüssel 1834—37			St. Petersburg, Pawlowsk 1887—90		
Tiefe	Schwankung	Abnahme der Amplitude pro m	Luft Tiefe 0 m	Schwankung	Abnahme
				25,5° C.	
0,19 m	13,28° C.	—	Tiefe 0 m	29,3	—
0,45	12,44	1,29	0,1	27,5	1,89
0,75	11,35	1,36	0,2	26,4	1,50
1,00	10,58	1,33	0,4	23,7	1,72
1,95	7,59	1,42	0,8	17,9	2,02
3,90	4,49	1,31	1,6	11,3	1,78
7,80	1,13	1,42	3,2	6,3	1,44
Mittel 1,36			Mittel 1,61		

Die Temperaturschwankung nimmt allmählich nach unten ab, und war annähernd nach einer geometrischen Reihe. Sie folgt also folgender Formel, worin  $A_0$  die Schwankung an der Oberfläche  $A_p$ , diejenige in  $p$  m Tiefe bedeutet:

$$\log A_p = \log A_0 - bp.$$

ist für Brüssel 0,134, für St. Petersburg 0,207. Wie genau dies zutrifft, kann man aus der letzten Kolumne ersehen, worin die Abnahme der Amplitude der Schwankung pro Meter Tiefe angegeben ist. Im Mittel nimmt die Amplitude im Verhältnis 1:1,36 bzw. 1:1,61 für jeden Meter ab. Damit die Amplitude im Verhältnis 1:2 bzw. 1:10 abnimmt, muss man in Brüssel 2,25 bzw. 7,46, in St. Petersburg 1,45, bzw. 4,83 m tiefer in der Erde messen. Daraus ersieht man, dass die Amplitude auf 0,1° bzw. 0,01° C. in einer Tiefe von 15,8 bzw. 23,3 m





eine tägliche Schwankung von demselben Betrag in einer Tiefe von etwa 62 cm. Nun verlangt die theoretische Wärmelehre, dass bei gleichen Amplituden die betreffenden Tiefen sich so verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Periodenlängen, d. h. in diesem Fall wie  $\sqrt{365} : 1$  oder nahezu wie 19 zu 1. Die Zahl für die Tagesschwankung ist offenbar etwas zu niedrig (0,62). Dies hängt damit zusammen, dass die Amplitudenabnahme in den ersten 10 cm ungefähr doppelt so gross ist, wie weiter unten (4,45 anstatt 2,32), was von der unregelmässigen Erhitzung am Tage herrührt. Wäre der Gang dort normal, so würde die Amplitudenabnahme der ersten 10 cm sich auf etwa 18 cm verteilen, und wir erhielten so einen korrigierten Wert von etwa 70 cm anstatt 62 cm. Der korrigierte Wert stimmt offenbar so gut, wie man in ähnlichen Fällen verlangen kann, mit dem Wert für die Jahresvariation (man würde daraus 13,3 m berechnen).

Zur graphischen Darstellung der Temperaturverhältnisse im Boden hat Homén nach dem Vorgang von A. J. Ångström sogenannte geothermische Linien gezeichnet, bei welchen die Tiefe als Ordinate, die Zeit als Abscisse gewählt ist. Die Linien verbinden die Punkte von gleicher Temperatur, welche nebengeschrieben steht.

Die Figur 173 zeigt solche Linien für den 10.—11. August 1893 in Granitfelsen. Die schrägen Graden, welche die Extremwerte verbinden, zeigen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Wärmemaximums und Wärmeminimums nach der Tiefe. Wie ersichtlich, ist die Neigung für die Minima grösser als für die Maxima, was eine grössere Fortpflanzungsgeschwindigkeit andeutet (vgl. S. 529).

Wärmeaustausch an der Erdoberfläche. Da also die Temperaturveränderungen sehr wenig tief in die Erde eindringen, so ist es leicht, die Änderung der in den oberen Erdschichten aufgespeicherten Wärmemengen zu bestimmen, sobald man nur die Wärmekapazität des Erdbodens kennt. Diese Grösse kann man einigermaassen genau aus der Zusammensetzung des Bodens berechnen. Dabei bietet es eine gewisse Schwierigkeit, dass der Wassergehalt des Bodens je nach der Verdunstung und den Niederschlagsmengen veränderlich ist. Homén erhielt folgende Werte, welche als Beispiele angeführt werden mögen. Die Wärmekapazität ist gleich der Anzahl Kalorien, welche zur Erwärmung eines  $\text{cm}^3$  : s um  $1^\circ \text{C}$ . nötig sind. Sie ist infolgedessen gleich dem Produkt aus der spezifischen Wärme  $c$  und der Dichte  $\delta$ . Nebenbei stehen die Werte  $K$  des Temperaturleitungsvermögens und  $k$  des Wärmeleitungsvermögens aufgeführt.

	$c\delta$	$K$	$k$
Granitfelsen . . . . .	0,511	1,139	0,582
Sandhaide . . . . .	0,537	0,3146	0,169
Moorwiese . . . . .	0,971	0,1331	0,129

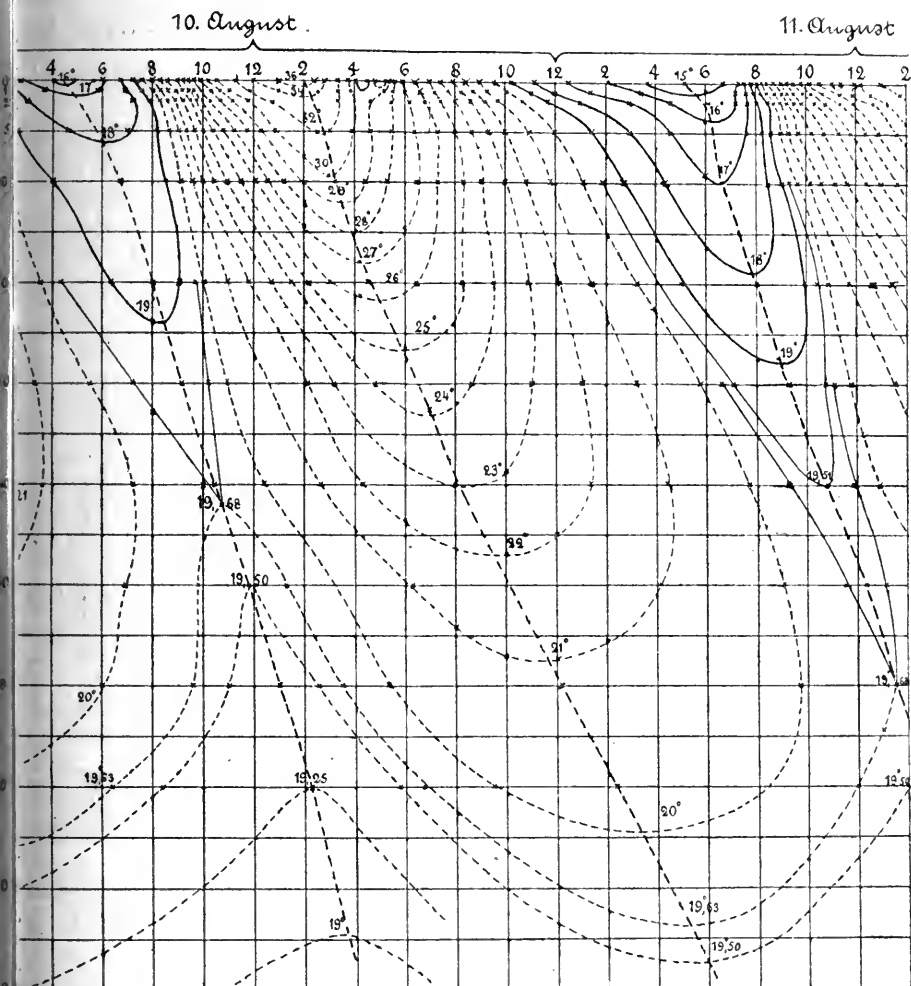


Fig. 173. Geothermen nach Homén. 10.—11. Aug. 1896.

Die Wärmeleitfähigkeit  $k$  ist hier die Anzahl cal., welche pro Minute durch eine Platte von 1 cm<sup>2</sup> Querschnitt und 1 cm Dicke passiert, wenn der Temperaturunterschied der beiden Seiten 1° C. beträgt.

Die von aussen zugeführte Wärmemenge wird teils im Boden aufgespeichert, teils auch zur Luft abgegeben. Ein Teil der letzterwähnten Wärme wird zur Verdunstung von Wasser angewendet. Um diese Verdunstung zu bestimmen, wurden Stücke aus der Erde ausgeschnitten und in eiserne Kasten gelegt, die Kasten dann wieder in die Löcher gesenkt und zu bestimmten Zeiten gewogen. Auf diese Weise hat

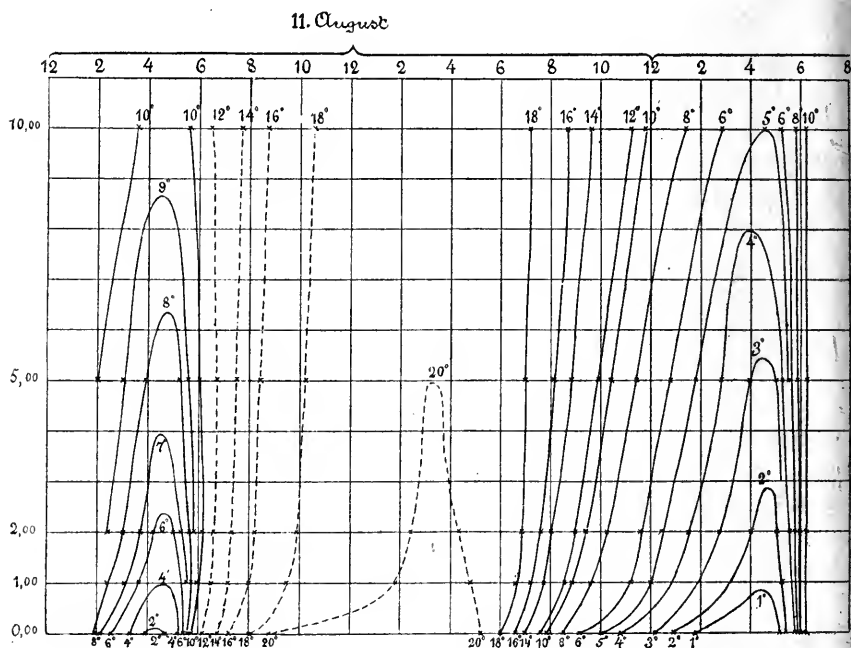


Fig. 174. Aërothermen nach Homen. 11.–12. Aug. 1896.

Homén die oben angegebenen Ziffern über den Wärmeumsatz gewonnen (vgl. S. 525).

Wie man aus denselben ersieht, nimmt die Luft einen sehr grossen Teil der Wärme dem Boden durch Konvektion oder Leitung ab. Homén hat auch die Wärmeverhältnisse in der Luft bis zu 10 m Höhe studiert und durch Kurven, sog. Aërothermen, welche den Geothermen ähneln, darzustellen gesucht.

Diese Linien geben aber bei weitem keine so gute Übersicht, wie die Geothermen, weil die Bewegungen der Luft die regelmässige Fortpflanzung der Wärmewellen gänzlich verhindern. Besonders gilt dies für die aufsteigenden Luftströme am Tage, welche Wärme sehr schnell

abführen, während die Abkühlung in der Nacht besser lokalisiert ist, da die kalte Luft gegen den Boden gepresst wird. In Fig 174 habe ich eine der diesbezüglichen graphischen Darstellungen von Homén wiedergegeben. Die Tagesschwankung in der Zeit vom 11.—16. August 1893 ist am grössten für die Erdoberfläche, danach kommt die Luft unmittelbar darüber und je höher in der Luft, desto geringer ist die Schwankung, wie folgende Tabelle zeigt:

	Schwankung
Boden	21,36° C.
Luft 0 m Höhe	18,86
1	15,86
2	14,94
5	13,85
10	12,51

Dieser Umstand deutet darauf hin, dass die Temperaturschwankung der niederen Luftschichten auf dem Wärmeumsatz an der Erdoberfläche beruht.

Wärme- und Temperaturleitfähigkeit des Bodens. Ist  $S_p$  die Schwankung der Temperatur in der Tiefe  $p$ ,  $S_0$  diejenige in der Tiefe 0,  $K$  die Temperaturleitfähigkeit und  $\tau$  die Periodenlänge der Schwankung, so gilt für diese Grössen folgende Beziehung:

$$S_p = S_0 e^{-p \sqrt{\pi/K\tau}}$$

wo  $\pi$  die Zahl 3,1415 und  $e$  die Basis der natürlichen Logarithmen darstellt. Man kann demnach aus Beobachtungen von  $S_p$  und  $S_0$  bei bekanntem  $p$ - und  $\tau$ -Wert  $K$  berechnen.

Auf diese Weise sind folgende Zahlenwerte für die Temperaturleitfähigkeit verschiedener Bodenmaterialien gefunden (in cal. pr. cm<sup>2</sup> und Minute):

	$K$	$k$
Trapp (Calton Hill) . . . . .	0,472	0,249
Sand „ „ . . . . .	0,523	0,157
Sandstein „ „ . . . . .	1,387	0,642
Serpentingestein . . . . .	0,356	—
Sandiger Lehm . . . . .	0,816	—
Porphyritischer Trachyt (Japan) .	0,30	—
Granit (Schwarzwald) . . . . .	0,902	0,47

	$K$	$k$
Granit (Baveno) . . . . .	1,161	0,58
Molasse-Sandstein . . . . .	0,44—0,92	—
Schnee (Dichte 0,2) . . . . .	0,16	0,016
„ ( „ 0,3) . . . . .	0,24	0,036
Eis . . . . .	0,68	0,31
Gefrorener Boden (Pawlowsek) . .	0,56	—
„ „ (Jakutsk) . .	0,62	—
Nicht gefr. Boden (Pawlowsek) . .	0,32	—

Zu diesen Ziffern sind noch die von Homén gegebenen oben aufgeführten zuzuzählen. Unter  $k$  steht die Wärmeleitfähigkeit, welche durch Multiplikation von  $K$  mit dem Produkt aus spezifischem Gewicht und spezifischer Wärme gewonnen ist. Die Leitfähigkeiten sind für die verschiedenen Bodenarten von derselben Grössenordnung, etwas grösser für die kompakten (Granit und Sandstein), denen auch Lehm und gefrorener Boden sich anschliessen, als für lockere Erdbestandteile, wie Sand und Moorwiese. Die vulkanischen Bergarten Trapp und Trachyt zeichnen sich durch schlechte Leitfähigkeit aus, ebenso Serpentin-gestein. Wegen der Porosität nimmt Schnee eine ganz extreme Stellung ein, was in klimatischer Hinsicht von Bedeutung ist.

Die Erwärmung der Erdoberfläche. Ein Teil der Sonnenstrahlen gelangt zur Erdoberfläche und erwärmt sie. Ein anderer Teil wird in der Luft zurückgehalten und dient hauptsächlich zu deren Erwärmung. Die beiden Teile sind auf der Breite von  $60^{\circ}$  ungefähr gleich gross, in Gegenden, die dem Äquator näher liegen, überwiegt der erste Teil — am Äquator selbst ist er etwa doppelt so gross wie der zweite Teil. Das Luftmeer hat die Wärmekapazität einer Wasserschicht von 2,5 m Höhe. Im festen Erdboden dringt die Wärme nur zu sehr unbedeutenden Tiefen ein, wegen des geringen Temperaturleitungskoeffizienten. In gewöhnlicher Sandhaide dringt die Hälfte der täglichen Wärmezufuhr nicht tiefer als etwa 5 cm ein, in Granitfelsen, der unvergleichlich besser leitet als alle sedimentären Ablagerungen, ist die entsprechende Tiefe etwa 10 cm. Die Wärmekapazität dieser Schichten entspricht einer Wasserschicht von etwa 2,5 bzw. 5 cm. Hieraus ist ersichtlich, dass die Erwärmung der festen Erdoberfläche durch die Bestrahlung bedeutend viel höhere Temperaturen hervorbringen wird als die gleichzeitige Erwärmung der Luft. Nun ist es wohl richtig, dass die am meisten wärmeabsorbierenden Agentien in der Luft, der Staub und der

Wasserdampf hauptsächlich in den tieferen Teilen des Luftmeeres lokalisiert sind. Aber selbst unter der zweifellos übertriebenen Annahme, dass sich die unteren Schichten doppelt so stark erwärmen, als gleichmässiger Temperatursteigerung in der ganzen Atmosphäre entspricht, hätte man, wenn keine Leitung der Wärme vom Erdboden zur Luft stattfände, etwa 10—30 mal so grosse Schwankungen der Bodentemperatur wie der Lufttemperatur zu erwarten.

In der That beobachtet man auch bedeutend höhere Schwankungen der Bodentemperatur als der Lufttemperatur. Dieser Unterschied würde noch bedeutend grösser ausfallen, wenn nicht die Luft durch Leitung einen Teil der Wärme (oder Kälte) der Erdoberfläche aufnähme. Besonders kräftig ist die Abkühlung durch die Luft, weil die aufsteigenden warmen Luftströme die Erdbodenwärme auch in höher liegende Luftschichten (bis zu 1000—2000 m Höhe) bringen.

Wenn die Erdoberfläche nicht durch das Luftmeer geschützt wäre, so würden ohne Zweifel ähnliche Temperaturverhältnisse wie auf dem Mond herrschen (vgl. S. 166), so dass die Temperatur bei senkrecht auffallender Sonnenstrahlung etwa  $+150^{\circ}\text{C}$ . erreichen, in der Nacht unter  $-100^{\circ}\text{C}$ . fallen würde.

Ganz anders verhält sich die wasserbedeckte Erdoberfläche. Bei Temperaturzunahme steigt die Verdunstung, das Salzwasser wird schwerer und sinkt hinunter. Auf diese Weise pflanzt sich die tägliche Wärmewelle im Meer bis in mehr als 10 m Tiefe fort. Auch in Süsswasser macht sich die Wärmewirkung der Sonne wegen der Durchsichtigkeit bis zu Tiefen von 5 m geltend.

Die Tiefe, bis zu welcher die jährliche Wärmeschwankung im Meer eindringt, beträgt nach Aimé nicht weniger als 300 bis 400 m, für Süsswasserseen ist die entsprechende Grösse 200—250 m, wie oben erwähnt wurde (vgl. S. 367). Dabei dringt die Nacht- und Winterkälte besonders leicht ein, weil die Dichte der Wasserschichten (vorausgesetzt, dass sie über  $4^{\circ}$  warm sind) mit der Kälte zunimmt und die oberen abgekühlten Wasserschichten nach unten sinken und die Abkühlung bis in bedeutende Tiefe tragen. Die nächtliche Abkühlung bedingt die Entstehung der Sprungschicht (vgl. S. 409).

Das Wasser hat demnach eine viel grössere Kapazität als die Luft und muss dementsprechend viel geringeren Temperaturschwankungen unterworfen sein.

Dies stimmt auch vollkommen mit der Erfahrung. Die Tagesschwankung im Wasser ist viel geringer als in der Luft. Im Genfersee,

weit vom Ufer, fand Forel eine tägliche Schwankung von nur  $1,5^{\circ}\text{C}$ . In anderen Seen hat man Schwankungen von im Mittel etwa  $2^{\circ}\text{C}$ , an sehr heißen Tagen von gegen  $5\text{--}6^{\circ}\text{C}$ . gefunden.

Hann veröffentlicht einige Beobachtungen von Homén, die an einer 40 m tiefen Stelle des Lojo-Sees in Finnland angestellt sind. Die Tagesschwankung betrug daselbst:

Tiefe	Schwankung	Abnahme pro m
Luft	10,0	—
24 cm	1,82	—
86 „	1,08	2,31
149 „	0,68	2,10
274 „	0,50	1,28
524 „	0,42	1,07

Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, verläuft die Temperatur nach der Tiefe in ganz anderer Weise wie im festen Erdboden. Die Werte der Amplitudenabnahme mit der Tiefe zeigen überhaupt keine Tendenz, mit zunehmender Tiefe konstant zu werden, sondern sinken asymptotisch gegen den Wert 1. Dies beruht darauf, dass das Eindringen der Wärme nach ganz anderen Gesetzen als die Wärmeleitung im Boden erfolgt. Je mehr Strahlen weggesiebt sind von der einfallenden Sonnenwärme, desto durchsichtiger wird das Wasser für die übrig gebliebenen Strahlengattungen, und so kommt es, dass in 3,71 m Tiefe, wo die Temperaturschwankung, nach der Abnahme zwischen 24 und 86 cm Tiefe zu urteilen, auf  $0,1^{\circ}$  gesunken sein sollte, noch eine Schwankung von  $0,46^{\circ}\text{C}$ . zu konstatieren ist. Wenn die Absorption der Wärme im Wasser nicht „selektiv“ wäre, sondern in jeder Schicht (von 1 m Dicke) derselbe Bruchteil der einfallenden Wärmemenge zurückgehalten würde, so würde, wie leicht einzusehen, die Abnahme der Schwankung mit der Tiefe, ganz wie bei dem Wärmeleitungsphänomen, konstant sein.

Durch diesen Umstand wird es auch verständlich, dass die tägliche Wärmeschwankung bis in 12 m Tiefe der Seen noch merklich ist, wie Griesinger für den Weissensee in Kärnthen gefunden hat. Dagegen ist die tägliche Wärmeschwankung des festen Erdbodens nicht in 1 m Tiefe merklich.

Die tägliche Wärmeeinnahme des Lojo-Sees erreicht an warmen Tagen  $700\text{--}800\text{ cal. pr. cm}^2$ , im Mittel  $400\text{--}500\text{ cal.}$  an gewöhnlichen schönen



Die Zahlen, welche nach diesen Daten berechnet sind, leiden an einer ziemlich grossen Unsicherheit wegen der geringen Zahl der Tage (5—7), in welchen im Laufe des Jahres Messungen angestellt worden sind.

Da die Jahresschwankung in den von Forel diskutierten Fällen bis zu Tiefen von 100—250 m eindringt, so kann nicht angenommen werden, dass die Leitung und die direkte Erwärmung durch Sonnenstrahlung merklich dazu beitragen, sondern der beinahe einzig ausschlaggebende Faktor ist die Konvektionsströmung zufolge ungleicher Dichtigkeit und Wirkung des Windes (vgl. S. 427).

Forel hat auch die jährliche Wärmeschwankung der Süsswasserseen berechnet und ist zu Resultaten (in cal. pr. cm<sup>2</sup>) gekommen, welche sehr gut mit denjenigen von Homén übereinstimmen, indem die tägliche Wärmezunahme zwischen 150 und 600 cal. pr. cm<sup>2</sup> und Tag je nach der geographischen Breite wechselt (vgl. S. 412).

Die Wärmespeicherung in den Süsswasserseen ist nach diesen Ziffern bedeutend (bis etwa 50 mal) grösser als die der festen Erdoberfläche. Dies beruht darauf, dass die Wärme in die Seen tiefer eindringt. Die Ziffern für die Süsswasserseen sind von derselben Grössenordnung wie die unten für die Nord- und Ostsee gegebenen und übertreffen sie sogar bei Seen grosser nördlicher Breite, wie unter den angeführten beim Ladoga und Enare.

Die Seen sind also grosse Wärmebehälter und erhöhen die mittlere Temperatur, da sie nur wenig Wärme an die höheren Luftschichten durch Luftströme abgeben.

Weitere grosse Wärmemengen speichern die Seen beim Aufthauen des Eises auf; eine Eisdecke von 0,5 m Dicke repräsentiert etwa 3700 cal. pr. cm<sup>2</sup>, also ungefähr so viel wie die Wärmeschwankung der festen Erdoberfläche. Der Wärmewechsel des Genfersees erreicht pr. cm<sup>2</sup> etwa 30000 cal., derjenige Ladogas etwa 100000 cal., während die entsprechenden Werte für die Luft zu Eberswalde 2800, für die Erdkruste zu Eberswalde, Melkeri und Pawlowsk nur 1812, 940 bzw. 3200 cal. betragen (vgl. S. 524).

Der Genfersee zeigt folgende Temperaturdifferenzen der Oberfläche gegen die Luft.

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
+ 4,8	-- 0,3	+ 1,3	+ 3,9	+ 2,4

Vom Juni bis März giebt dieser See Wärme an die Luft ab.

Die Seen mildern auf diese Weise das Klima. Sie erhöhen im Herbst die Temperatur der Umgebung mehr als sie dieselbe im Frühling er-

niedrigen. Der Bodensee erhöht die Jahrestemperatur der umgebenden Lufteifer um etwa  $0,4^{\circ}\text{C}$ . Der Januar ist um etwa  $0,8^{\circ}$ , Aug.-Sept.  $0,6-0,7^{\circ}$  wärmer als im Hinterland. Im Frühling ist der Unterschied nicht merklich.

Auch die Temperatur der Flüsse ist etwas ( $1^{\circ}\text{C}$ . im Mittel) höher als diejenige der umgebenden Luft.

Die Schwankung der Temperatur der Seen ist trotz der grossen Wärmeeinspeicherung so gering, weil ihre Wärmekapazität, zufolge der grossen Tiefe der an der Wärmeschwankung teilnehmenden Schichten, ausserordentlich gross ist.

v. Kalecsinsky hat neuerdings ein Beispiel gegeben, was für Verhältnisse eintreten, wenn in einem See die Cirkulation fehlt und die Wärme wie im Erdboden in relativ dünnen Schichten aufgespeichert wird. In Ungarn giebt es Salzseen (Salzgehalt 22—26 Proz.), die mit einer dünnen Schicht (1,5 cm) von salzärmerem Wasser, bedeckt sind, auf welchem der Salzgehalt kontinuierlich bis zur Oberfläche (2—3 Proz.) abnimmt. Dieses Oberflächenwasser stammt von zufließenden Bächen. Werden nun diese Seen von der Sonne bestrahlt, so werden nur die dünne Übergangsschicht und die obersten Teile des Salzwassers erwärmt. Im eigentlichen Salzwasser kann keine Verdunstung stattfinden, weil es von Süßwasser bedeckt ist, und das erwärmte Salzwasser kann infolgedessen nicht zu Boden sinken und tiefere Schichten erwärmen. Auch die in der Nacht abgekühlten oder am Tag durch Verdunstung konzentrierten obersten Schichten sinken nur zu sehr mässiger Tiefe in der Übergangsschicht, die nach unten durch zunehmenden Salzgehalt schnell dichter wird — das spezifische Gewicht ändert sich von 1,02 bis 1,17—1,20. Die verschiedenen Schichten bleiben in nahezu unveränderter Lage gegeneinander. Wir haben hier ein sehr auffallendes Beispiel der Glashauss-Wirkung.

Die sichtbaren Wärmestrahlen dringen nämlich in das Salzwasser ein und werden in dunkle Wärme verwandelt, die vom überlagernden Süßwasser nicht hindurch gelassen wird. Die Temperatur kann daher in der Grenzschicht zwischen salzigerem und süßserem Wasser im Sommer bis zu  $70^{\circ}\text{C}$ . steigen. Folgende Messungen mögen zur Erläuterung angeführt werden.

Medvesee (n. Br.  $42^{\circ} 44'$  E. L.  $46^{\circ} 45'$ ) am 25. Juli 1901.

Tiefe	0	0,10	0,42	0,52	0,72	1,00	1,32	1,82 m
Sp. Gew.	—	1,038	1,140	1,156	—	1,176	1,180	1,186
Temp.	21	—	39	45	50	54	56	$53^{\circ}\text{C}$ .





unterschied zwischen Wasser und Luft, welcher an den Küsten des nordatlantischen Oceans nach Mohn beträgt:

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
3,3 <sup>0</sup>	1,3 <sup>0</sup>	— 0,7 <sup>0</sup>	2,3 <sup>0</sup>	1,6 <sup>0</sup>

Wie ungeheure Wärmemengen im Jahr vom Meer aufgenommen und abgegeben werden, geht aus folgenden Überschlagsrechnungen von Pettersson hervor. Im nördlichen Teil der Nordsee sinkt vom August bis November die Temperatur der höchsten 50 m dicken Schicht um 3<sup>0</sup> C. (von 12,2<sup>0</sup> auf 9,2<sup>0</sup>). Vom November bis Februar ist der Temperaturfall 2,7<sup>0</sup> in den obersten 200 m. Es wird folglich pro cm<sup>2</sup> von Wasser zur Luft eine Wärmemenge von  $3.5000 + 2,7 \cdot 20\,000 = 69\,000$  cal abgegeben. In den übrigen Jahreszeiten wird eine ebenso grosse Wärmemenge durch Aufspeicherung von Sonnenstrahlung gewonnen. In ähnlicher Weise wird für die Ostsee, wo die Temperaturschwankung jedoch nur bis zu 55 m Tiefe reicht, eine Wärmeschwankung von 51 000 cal pr. cm<sup>2</sup> berechnet.

Thatsächlich wird dieser Wärmeaustausch noch dadurch vergrössert, dass das Wasser teilweise von südlichen, wärmeren Gegenden zuströmt (Golfstrom).

Da nun 1 cal. 33 m. Luft (bei 0<sup>0</sup> C. und 760 mm Druck) um 1 zu erwärmen vermag, so würden 240 cal. dazu genügen, das ganze Luftmeer um 1<sup>0</sup> zu erwärmen. Die im Nordseewasser aufgespeicherte Wärme würde demnach genügen, um die Temperatur der ganzen überlagernden Atmosphäre etwa 280<sup>0</sup> C. zu erhöhen. Den grössten Teil der Wärme giebt wohl das Wasser in latenter Form im Wasserdampf ab. Die Wärme der Nordsee genügt dazu, jährlich eine Schicht von etwa 120 cm Tiefe abzdunsten.

Wegen der latenten Wärme des Wasserdampfes ist der Wärmeinhalt von feuchter Luft bedeutend grösser als derjenige trockener Luft. Bei 14<sup>0</sup> C. ist, von 0<sup>0</sup> ab gerechnet, der Wärmeinhalt von mit Wasserdampf gesättigter Luft etwa doppelt so gross wie derjenige trockener Luft, bei 26<sup>0</sup> etwa 2,5 mal so gross. Dadurch ist die vom Meere aufsteigende feuchte Luft imstande, bedeutend mehr Wärme zu transportieren, als die über einer Wüste aufsteigende trockene Luft.

Da nahezu drei Viertel der Erdoberfläche von Wasser bedeckt sind, verdienen die Temperaturverhältnisse über dem Meer eine besonders grosse Berücksichtigung, obgleich sie aus naheliegenden Gründen viel weniger genau untersucht sind als diejenigen über der festen Erdoberfläche.

Eindringen des Frostes in den Boden. In Gegenden, wo im Laufe des Jahres die Erdtemperatur unter  $0^{\circ}$  sinkt, friert das Wasser in den lockeren Erdschichten, was für die Vegetation von grosser Bedeutung ist. Je länger die Winterkälte dauert und je heftiger sie ist, um so tiefer dringt der Frost in den Boden hinein. Dabei spielt es eine grosse Rolle, ob der Boden von Rasen oder Schnee bedeckt ist oder nackt. Eine Rasendecke soll nach H. Becquerel ebensoviel wie 0,5 m Erde schützen. Eine Schneedecke soll nach Wild ebenso grosse schützende Einwirkung ausüben, wie eine dreimal so dicke Sandschicht. Kiefernwald setzt nach Müttrich und Schubert (in Preussen) die Frosttiefe, die für Feldstationen im Mittel 47 cm beträgt, auf 34, Buchenwald auf 38, Fichtenwald nur auf 45 cm herunter.

Die Frosttiefe an demselben Ort kann in verschiedenen Wintern e nach den äusseren Umständen recht verschieden ausfallen. Zu Königsberg dringt der Frost in 8 Wintern von 14 bis zu 63 cm Tiefe (unter nacktem Boden). Diese Tiefe kann demnach etwa gleich der mittleren Frosttiefe gesetzt werden. Tiefer als bis zu 125 cm dringt daselbst nie der Frost (untere Frostgrenze). Für Pawlowsk liegt die untere Frostgrenze bei 160 cm.

In hohen Breiten, wo die Mitteltemperatur des Erdbodens unter  $0^{\circ}$  C. liegt, ist der Boden in einigen Metern Tiefe immer gefroren und thaut nur an der Oberfläche während des Sommers auf. Die Tiefe, bis zu welcher dies geschieht, hängt von der Dauer und Intensität der Sommerwärme sowie von der Natur des Bodens ab. In sehr grossen Tiefen steigt wiederum die Temperatur, wegen ihrer Zunahme mit der Tiefe, über  $0^{\circ}$ . Die Bodentemperatur zu Jakutsk in Ostsibirien erreicht in 6,1 m Tiefe — 10,2, in 15,2 m — 8,3, in 91,4 m Tiefe — 3,9 und in 116,4 m Tiefe —  $3,0^{\circ}$  C. Die letzten Ziffern deuten auf eine geothermische Tiefenstufe von etwa 30 m. Danach wäre daselbst in einer Tiefe von etwa 210 m und weiter nach unten der Boden frostfrei.

Die grossen Tundren im Norden von Europa und Asien haben eine Bodentemperatur dieser Art.

## V. Die Temperatur der Luft.

Täglicher Gang der Lufttemperatur. Schon oben ist nach Homén ein Beispiel gegeben, wie die Wärme sich von der festen Erdoberfläche in die Luft verbreitet, so dass die Schwankung immer geringer wird, je höher man in der Luft steigt. Diese Ziffern gelten für heitere Tage. An trüben Tagen ist diese Erscheinung sehr abgestumpft, so dass, wenn man Temperaturmittel für längere Zeiten nimmt, der Effekt viel weniger ausgeprägt wird, aber jedenfalls in derselben Richtung liegt, wie für heitere Tage.

Zur Ermittlung der Lufttemperatur muss man Thermometer benutzen, die nicht wegen Strahlung falsche Werte ergeben. Am besten sind die ventilierten Thermometer, wie sie im Assmann'schen Psychrometer verwendet werden, wo die Thermometerkugeln durch doppelte, blanke, röhrenförmige Hüllen (aus Nickelblech) geschützt sind, und ein stetiger Luftstrom zwischen diesen Hüllen und an dem Thermometer vorbei von einem Centrifugalschleuderer, der von einem Uhrwerk getrieben wird, eingesogen wird.

In allen Fällen bringt man das Thermometer an einer beschatteten Stelle an (häufig in einem eigenen Häuschen mit Jalousien, durch welche die Luft streichen kann); zu empfehlen ist auch die Thermometerkugel mit einem stark reflektierenden Metallüberzug (gewöhnlich aus Silber) zu bekleiden.

Als Beispiel des täglichen Ganges der Boden- und Lufttemperatur mögen folgende Daten für Tiflis angeführt werden. a) Bodentemperatur, b) Lufttemperatur (3 m über dem Boden), c) Differenz: Boden-Luft. 1) Winter, 2) Sommer.

	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11	Mittel
1 a	0,2	—0,2	—0,5	—0,8	3,0	10,3	<b>13,2</b>	10,9	4,3	1,9	1,2	0,6	3,7
1 b	1,5	1,1	0,8	0,5	2,0	4,6	6,6	<b>7,3</b>	5,6	3,8	2,7	2,1	3,2





Temperatur erfolgt dadurch, dass das Rohr mit einer Flüssigkeit von grosser Temperatúrausdehnung gefüllt ist. Der Zeiger trägt einen Schreibstift, welcher die Temperatur auf einer beweglichen Papierrolle aufzeichnet, deren Achse am Rahmen befestigt ist.

Aus der täglichen Änderung des Luftdruckes auf Höhenstationen konnte Hann die tägliche Temperaturschwankung der Luftsäule zwischen der betreffenden Höhenstation und einer nahe gelegenen Thalstation berechnen. Er fand so die folgenden Temperaturschwankungen:

Mittlere Höhe . .	240	630	840	2000	3200 m
Schwankung . .	3,3	2,2	1,7	1,4	1,0

Der tägliche Gang des Thermometers wird, wie Hann hervorhebt, nicht durch eine einfache Sinuskurve dargestellt. Fig. 175, welche die

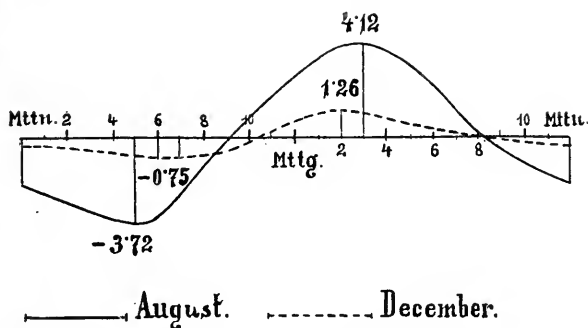


Fig. 175. Täglicher Gang der Temperatur zu Wien im August und Dezember.

mittlere Temperaturvariation zu Wien im Dezember und August darstellt, zeigt dies deutlich, besonders für die Augustkurve. Nachdem die mittlere Tagestemperatur etwa um 8<sup>h</sup> p erreicht ist, sinkt das Thermometer zufolge der Wärmeausstrahlung fast geradlinig bis etwa zum Sonnenaufgang, 5<sup>h</sup> a im August, 7<sup>h</sup> a im Dezember, wo die Kurve ein „Knie“ macht. Die stark wachsende Sonnenstrahlung treibt bald die Temperatur in die Höhe, so dass der Mittelwert um etwa 9<sup>h</sup> a bzw. 10<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> a passiert wird. Die Temperaturzunahme wird jetzt etwas vermindert, und das Temperaturmaximum wird einige Stunden nach Mittag (3<sup>h</sup> p bzw. 2<sup>h</sup> p) erreicht, von wo die Kurve wieder zum Mittelwert um 8<sup>h</sup> p abfällt.

Wie ersichtlich, folgt der Temperaturgang der Sonnenhöhe und zwar ist die Schwankung im allgemeinen um so grösser, je mehr der Sonnen-



jährliche Schwankung der Sonnenstrahlung, dagegen eine sehr geringe tägliche Veränderung derselben. Das umgekehrte gilt für die nahe dem Äquator gelegenen Erdteile. In der Nähe des Äquators selbst ändert sich sowohl die tägliche wie die jährliche Temperaturschwankung sehr wenig mit der geographischen Breite, was ja auch natürlich ist, da jene durch ein Maximum, diese durch ein Minimum daselbst hindurchgeht.

Zum Vergleich sind unter den Jahresmitteln die Mittel für diejenigen drei Monate, in welchen die grössten täglichen Temperaturschwankungen vorkommen, aufgeführt. Der Unterschied dieses Mittels gegen das Jahresmittel wird erst für circumpolare Stationen bedeutend. Für dieselben fällt die grösste periodische Tagesschwankung in die Zeit der Frühlingsnachtgleiche.

Der Einfluss der Bewölkung beruht auf der Verminderung sowohl der Einstrahlung bei Tage als auch der Ausstrahlung bei Nacht durch Wolken. Sie vermindert daher die Temperaturextreme. Als Beispiel können folgende Daten für Paris nach Angot angeführt werden:

Bewölkung . . . . .	0	2	4	6	8	10
Tagesschwankung Dezember . .	6,5 <sup>0</sup>	5,4 <sup>0</sup>	4,4 <sup>0</sup>	3,5 <sup>0</sup>	2,6 <sup>0</sup>	1,8 <sup>0</sup>
„ April . . . . .	15,5 <sup>0</sup>	13,0 <sup>0</sup>	10,6 <sup>0</sup>	8,4 <sup>0</sup>	6,3 <sup>0</sup>	4,3 <sup>0</sup>

Der Einfluss der Bewölkung zeigt sich auch in der Temperaturschwankung für Mitteleuropa, indem das Maximum der täglichen Schwankung, welches nach dem Sonnenstand im Juni zu erwarten wäre, auf Mai und Juli verschoben ist und im Juni ein sekundäres Minimum auftritt (vgl. oben S. 507).

Bei klarem Himmel und schneebedeckter Erde kann die Temperatur zu abnorm niedrigen Werten sinken. Die Schneedecke isoliert nämlich Wärme sehr gut (vgl. S. 534), sodass die durch Strahlung entstandenen Wärmeverluste nicht durch Zuleitung von Wärme aus der Erde ersetzt werden. Solche Fälle treten häufig im Winter bei Barometermaximis auf (Strahlungswinter). Durch diesen Umstand werden die grössten aperiodischen Schwankungen veranlasst.

Die mehr oder minder kontinentale Lage eines Ortes übt aus leicht ersichtlichen Gründen einen sehr grossen Einfluss auf die tägliche periodische Temperaturschwankung aus. Auf dem Ocean selbst erreicht, wie oben angeführt, die Schwankung nur etwa 1 bis 1,5<sup>0</sup>, in den Wüsten kann sie bis gegen 20, in seltenen Fällen sogar 30<sup>0</sup> ausmachen. Zwischen diesen Extremen giebt es alle möglichen Übergänge.

In Thälern, wo die Luft staut, ist die Temperaturschwankung bedeutend grösser als auf Hügeln oder Abhängen, von denen hoch oder niedrig temperierte Luft relativ leicht entfernt wird.

Das Temperaturminimum tritt auf dem Festlande beim Sonnenaufgang ein, etwas früher im Winter, etwas später (0,5 Stunden) im Sommer. Auf dem Meere tritt es bis zu 1,5 Stunden vor Sonnenaufgang ein.

Das Temperaturmaximum fällt auf dem Meer gleich nach Mittag, auf den Kontinenten, wo der Erdboden zu erwärmen ist und Luftströmungen die Temperatur stark erniedrigen, 2 bis 3 Stunden später, bei heiterem Wetter bis 5,5 Stunden später (St. Petersburg).

Die Temperaturschwankung auf Berggipfeln ähnelt derjenigen auf dem Ocean mit relativ geringer Amplitude, Minimum 0,5—1,5 Stunden vor Sonnenaufgang und Maximum gewöhnlich kurz nach Mittag. Die Temperatur der Luft ist hier wie auf dem Ocean sehr wenig von derjenigen der Erdoberfläche abhängig.

**Bildung von Temperaturmitteln.** Wenn es gilt die jährliche Schwankung der Temperatur zu bestimmen, so vergleicht man die Temperaturen verschiedener Tage miteinander. Dazu muss man den Mittelwert der Temperatur des Tages kennen. Zu diesem Zweck beobachtet man die Temperatur einmal stündlich und nimmt das Mittel aus den im Laufe des Tages beobachteten Werten.

Man kann nun fragen, ob es genügt 24 Ablesungen am Tage zu machen, um ein zuverlässiges Mittel zu erhalten. Eine nähere Untersuchung hat gezeigt, dass dies in der That der Fall ist.

So häufige Beobachtungen werden aber nur an meteorologischen Stationen ersten Ranges gemacht und um ein grösseres Material, als von diesen geliefert wird, zu erhalten, muss man versuchen, einige wenige Zeitpunkte im Laufe des Tages so zu wählen, dass man aus den Ablesungen ein Temperaturmittel des Tages ableiten kann, welches dem wahren Mittelwert so nahe wie möglich kommt.

Die zunehmende Verbreitung der Thermographen erleichtert wohl in hohem Grade die Bestimmung des Temperaturganges zu allen Tageszeiten, jedoch sind kleinere Stationen nicht mit solchen Instrumenten versehen. Wie bei den Barographen, ist der absolute Stand dieser Instrumente wegen ihrer Unstetigkeit häufig mit demjenigen eines guten Normal-Instruments zu vergleichen.

Das einfachste wäre nur einmal täglich abzulesen, z. B. um 8<sup>h</sup> Abends, was ziemlich richtige Werte (für Mitteleuropa) geben würde (vgl.

oben S. 547): Genauere Resultate erhält man, wenn man das Mittel aus mehreren, zu bestimmten Zeiten am Tage angestellten, Beobachtungen nimmt. Beobachtungen in der Nacht werden aus Bequemlichkeitsrücksichten vermieden oder durch die Ablesung des Minimumthermometers ersetzt. Die gewöhnlichsten Kombinationen sind die folgenden:

$6^ha$ ,  $2^hp$  und  $10^hp$  oder  $8^ha$ ,  $2^hp$  und  $9^hp$ .

$7^ha$ ,  $2^hp$  und  $9^hp$  oder  $7^ha$ ,  $1^hp$  und  $9^hp$ .

$7^ha$ ,  $2^hp$ ,  $9^hp$  und  $9^hp$  oder  $8^ha$ ,  $2^hp$ ,  $10^hp$  und  $10^hp$ .

$8^ha$ ,  $2^hp$ ,  $8^hp$  und Min. oder  $9^hp$ ,  $3^hp$ ,  $9^hp$  und Min.

$9^ha$ ,  $9^hp$ , Max. und Min. oder Max. und Min.

Zur Sicherheit vergleicht man die Ergebnisse dieser Beobachtungsmethode an einer naheliegenden grossen meteorologischen Station, die ungefähr gleiche klimatische Bedingungen hat, mit dem wirklichen Tagesmittel und erhält so ein kleines Korrektionsglied, welches man zu den betreffenden Mittelwerten zufügt.

Aus den Tagesmitteln berechnet man nachher Monatsmittel und aus diesen Jahresmittel. Wenn es auf grosse Genauigkeit ankommt, muss man in Rechnung ziehen, dass die bürgerlichen Monate nicht alle gleich lang sind und ihnen ein ihrer Länge proportionales Gewicht bei der Mittelnahme zuerteilen. In den allermeisten Fällen kann man aber diese umständliche Rechnung ohne merklichen Nachteil unterlassen.

Um zuverlässige Tages- und Monatsmittel zu erhalten, genügt es nicht, die Beobachtungen eines einzigen Jahres zusammenzustellen, sondern man muss aus sehr vielen Jahrgängen das Mittel nehmen. Um die Unsicherheit zu schätzen, möge angeführt werden, dass der wahrscheinliche Fehler der 118jährigen Tagesmittel zu St. Petersburg für Januar  $0,47^0$ , für August nur  $0,18^0$  erreicht. Die entsprechenden Werte für das hundertjährige Monatsmittel zu Wien belaufen sich für den Winter auf  $0,20^0$ , für den Sommer auf  $0,10^0$ . Diese Fehler, die von unperiodischen Schwankungen herrühren (und deshalb für die Winterzeit grosse Werte annehmen), sind umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Zahl der zum Mittelnehmen benutzten Jahrgänge. Für das Mittel aus 16 Jahren zu Wien ist das Monatsmittel für den Winter noch mit einem wahrscheinlichen Fehler von  $0,5^0$  behaftet.

Man thut deshalb am besten, wenn man nur kurze Beobachtungsperioden zur Verfügung hat, das Resultat derselben mit dem Resultat genau derselben Periode an einer so nahe wie möglich klimatisch und

geographisch ähnlich gelegenen Beobachtungsstation erster Klasse zu vergleichen.

Für tropische Stationen mit ihren sehr regelmässigen meteorologischen Verhältnissen ergibt eine viel geringere Zahl von Beobachtungen genügend genaue Mittelwerte. So z. B. ist die Veränderlichkeit der Monatsmittel in den Tropen nur 0,3 gegen 2,3 in Nordrussland, 2,1 in Mitteldrussland, 2,0 in Nordamerika, 1,6 in den nördlichen Ostalpen, 1,3 in England und Norddeutschland und 1,2 in den Südalpen und Italien. Unter Veränderlichkeit der Monatsmittel versteht man dabei die mittlere Differenz (abgesehen vom Vorzeichen) eines einzelnen Monatsmittels von dem generellen Monatsmittel, welches aus einer längeren Beobachtungsreihe (z. B. von 100 Jahren) hervorgeht. Die genannte Veränderlichkeit ist im Winter ungefähr doppelt so gross wie im Sommer.

Auch die Orte mit oceanischem Klima zeigen geringere Veränderlichkeit als diejenigen mit kontinentalem Klima auf gleicher Breite, wovon die erwähnten Daten einige Beispiele geben.

Der jährliche Gang der Temperatur. Die wirksamsten Faktoren, die den jährlichen Gang der Lufttemperatur bestimmen, sind die Schwankungen der Sonnenstrahlung, welche teils auf der geographischen Breite, teils auf der Bewölkung beruhen, weiter die mehr oder weniger maritime Lage und die Seehöhe.

Nach der geographischen Breite teilt man jede Erdhalbkugel in drei Zonen ein, die tropische, die gemässigte und die kalte. Die erste erstreckt sich vom Äquator zum Wendekreis ( $23\frac{1}{2}^{\circ}$ ), die zweite von da bis zum Polarkreis ( $66\frac{1}{2}^{\circ}$ ) und die dritte ist vom Polarkreis eingeschlossen.

Der Stand der Sonne ist in diesen drei Zonen sehr verschieden. Am Äquator geht die Sonne zweimal durch den Zenith (zu den Tag- und Nachtgleichzeiten) und zweimal erreicht sie ihren niedrigsten Stand ( $66\frac{1}{2}^{\circ}$  Höhe) am Himmel (zu den Sonnenwendezeiten). Die Änderung in der Stärke der Sonnenstrahlung ist jedoch sehr gering (etwa 8 Proz., vgl. S. 510). Man hat deshalb daselbst eine sehr geringe Temperaturschwankung mit einer Tendenz zu zwei wenig ausgeprägten Maximis um die Äquinoctialzeiten. Durch Regenzeiten und andere störende klimatische Faktoren kann die genannte Regelmässigkeit verwischt werden, sodass nur ein einziges Wärmemaximum hervortritt.

Nach den Wendekreisen zu nähern sich die beiden Zeiten des Zenithdurchganges der Sonne immer mehr. Die beiden Maxima ver-







oberste Kurve giebt den Temperaturgang zu S. Anns auf Trimida ( $10,2^{\circ}$  n. Br.  $61,5^{\circ}$  w. L. v. Gr.), welches ein ausgeprägtes oceanisch Klima von äquatorialem Typus besitzt. Kurve 2 giebt den Temperaturgang zu Palermo ( $38,2^{\circ}$  n. Br.,  $13,3^{\circ}$  E. L. v. Gr.) mit einem wenig ausgeprägt insularen Klima subtropischer Natur. Kurve 3 giebt die entsprechende Schwankung für Berlin ( $52,5^{\circ}$  n. Br.,  $13,3^{\circ}$  E. L.) mit einem Mischbild von insularem und kontinentalem Klima. Kurve 4 giebt die entsprechende Schwankung für St. Petersburg ( $59,9^{\circ}$  n. Br.,  $30^{\circ}$  E. L.) mit einem mässig kontinentalen Klima und Kurve 5 für Wrehojansk ( $67,8^{\circ}$  n. Br.,  $133,8^{\circ}$  E. L.)

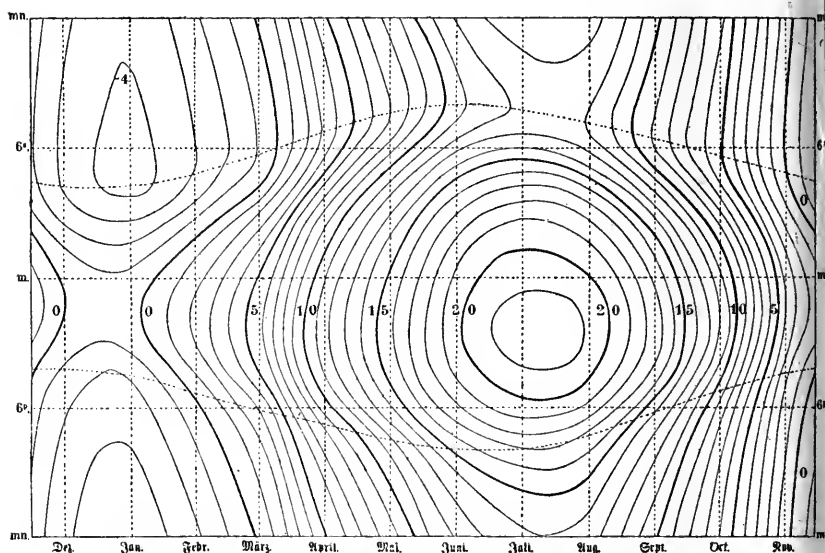


Fig. 177. Temperatur-Isoplethen für München nach Erk.

mit einem excessiven Kontinentalklima der kalten Zone (an der Grenze der gemässigten).

Zur Versinnlichung der Tages- und Jahresschwankungen der Temperatur hat Erk Liniensysteme konstruiert, die Thermoisoplethen genannt werden. Fig. 177 giebt die Thermoisoplethen für München wieder. Als Abscissenachse ist die Jahreszeit, als Ordinate die Tageszeit gewählt. Die Linien verbinden Punkte von gleicher Temperatur. Um z. B. die mittlere Temperatur um  $2^{\frac{1}{2}} 30^m p$  am 16. April zu München zu finden, hat man eine senkrechte Gerade durch den Mittelpunkt zwischen den mit 1. April und 1. Mai bezeichneten Punkten der Abscissenachse zu ziehen. Diese Gerade schneidet eine in der Mitte zwischen den mit

$4^h p$  und  $3^h p$  gezogenen horizontale Gerade. Die gesuchte Temperatur ist am Schnittpunkt angegeben (in diesem Fall  $11,0^0$  C.).

Die Thermoisoplethen gestatten sehr genau und kompendiös die Temperaturverhältnisse eines Ortes darzustellen.

Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche. Die ältesten Temperaturmessungen von meteorologischer Bedeutung rühren von der italienischen Accademia del Cimento in Florenz her und datieren aus der Mitte des 17. Jahrhunderts. Von der Mitte des 18. Jahrhunderts an liegen mehrere Reihen von Temperaturbeobachtungen aus den rösseren Städten Europas vor (aus Berlin schon von 1719 an). Sehr förderlich für unsere klimatischen Kenntnisse war die Arbeit der Mannheimer Akademie von 1781 ab, welche ein Beobachtungsnetz mit 37 Stationen in Europa, einer in Grönland und zwei in Nordamerika einrichtete.

Nach dieser Zeit hat im vergangenen Jahrhundert das Beobachtungsmaterial riesig zugenommen. Um dasselbe graphisch darzustellen, zeichnete 1817 Humboldt die erste Isothermenkarte, in welcher Orte mit gleicher Temperatur durch Linien, sogenannte Isothermen, verbunden sind. Die neuesten Isothermen sind von Buchan und Hann gezeichnet. Fig. 178 giebt die Jahresisothermen nach Hann wieder, welche die mittlere Jahrestemperatur repräsentieren.

Da die Temperatur stark mit zunehmender Meereshöhe abnimmt, so wäre es beinahe unmöglich, für ein gebirgiges Land eine Isothermenkarte, ausser in sehr grossem Maassstab, zu zeichnen. Die Isothermen würden daselbst der Hauptsache nach wie die Linien gleicher Seeshöhe (Isohypsen) verlaufen und wären demnach wenig über den Temperaturverlauf belehrend. Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, korrigiert man die beobachteten Temperaturen so, dass sie für die Seeshöhe Null gelten sollen. Dies geschieht dadurch, dass man zur beobachteten Temperatur einmal so viele Grad Celsius addiert, wie die Seeshöhe des Ortes in Kilometern beträgt. Ist z. B. die beobachtete Temperatur eines 300 m über dem Meere belegenen Ortes  $7,2^0$  C., so ist die in die Isothermenkarte einzutragende Temperatur  $7,2^0 + 5 \cdot 0,3 = 8,7^0$  C. Es ist dann leicht, aus der Isothermenkarte die wirkliche Temperatur eines Ortes zu ersehen, indem man die Korrektion von der auf der Karte angegebenen Temperatur abzieht.

Bei der Konstruktion der Isothermen empfiehlt es sich, die Temperatur von all zu hoch, besonders auf steileren Erhebungen, gelegenen Orten nicht zu verwenden. Die Gründe dafür werden später gegeben.

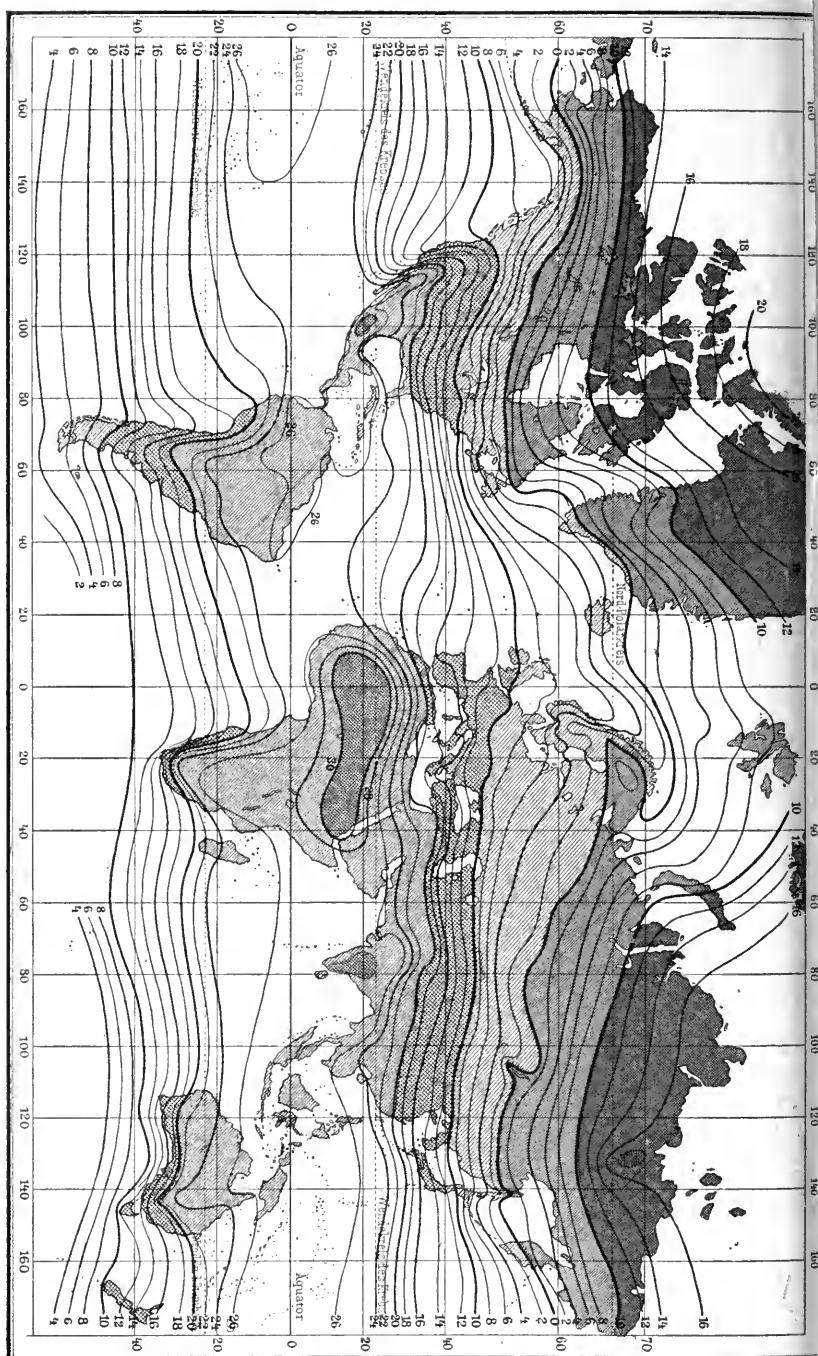


Fig. 178. Jahres-Isothermen.



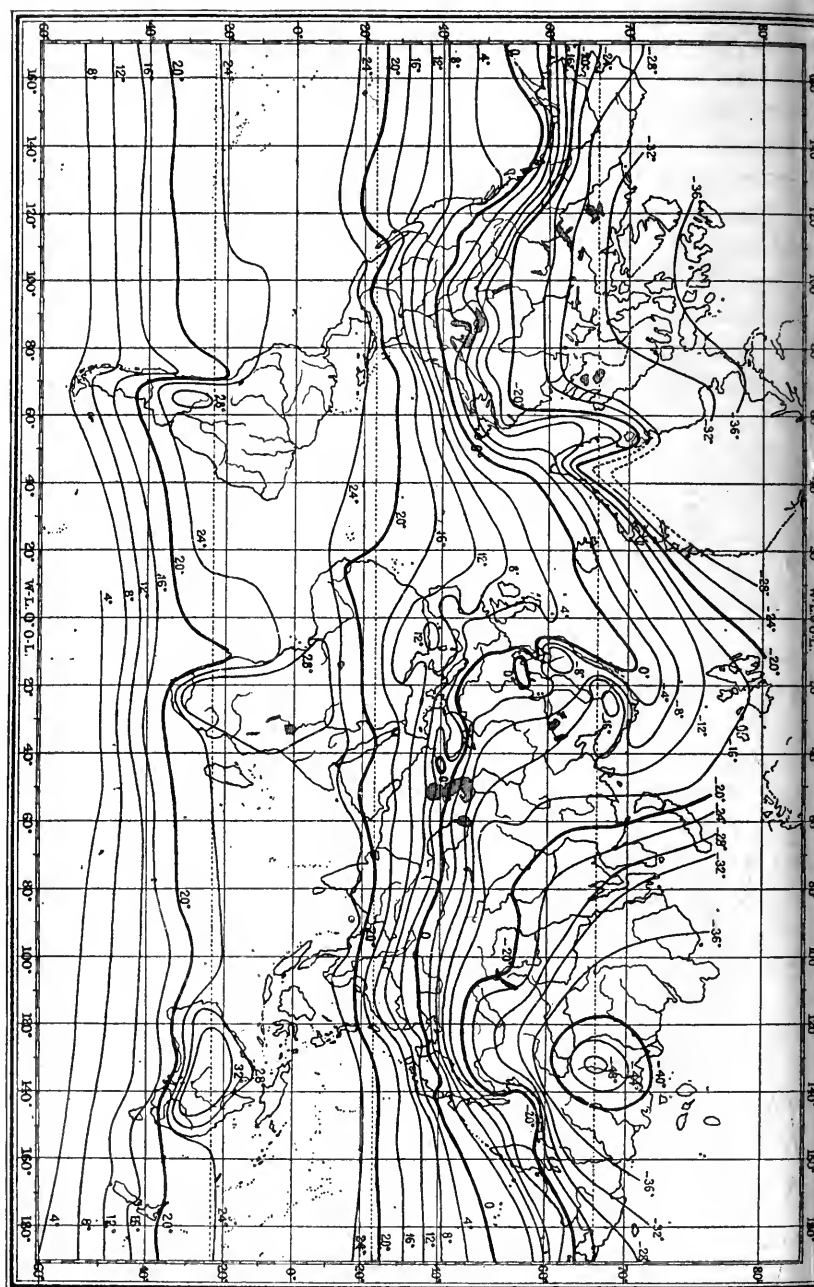


Fig. 179. Januar-Isothermen.

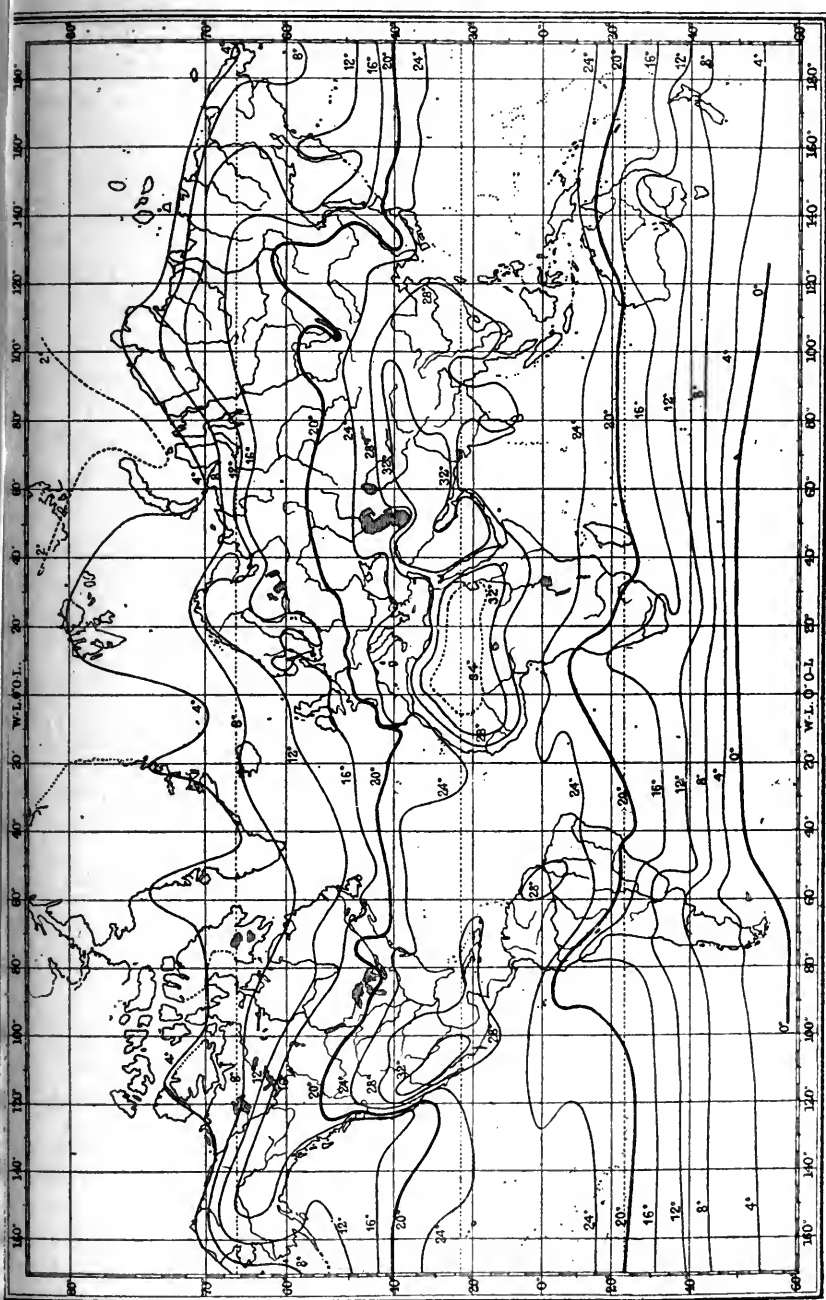


Fig. 180. Juli-Isothermen.



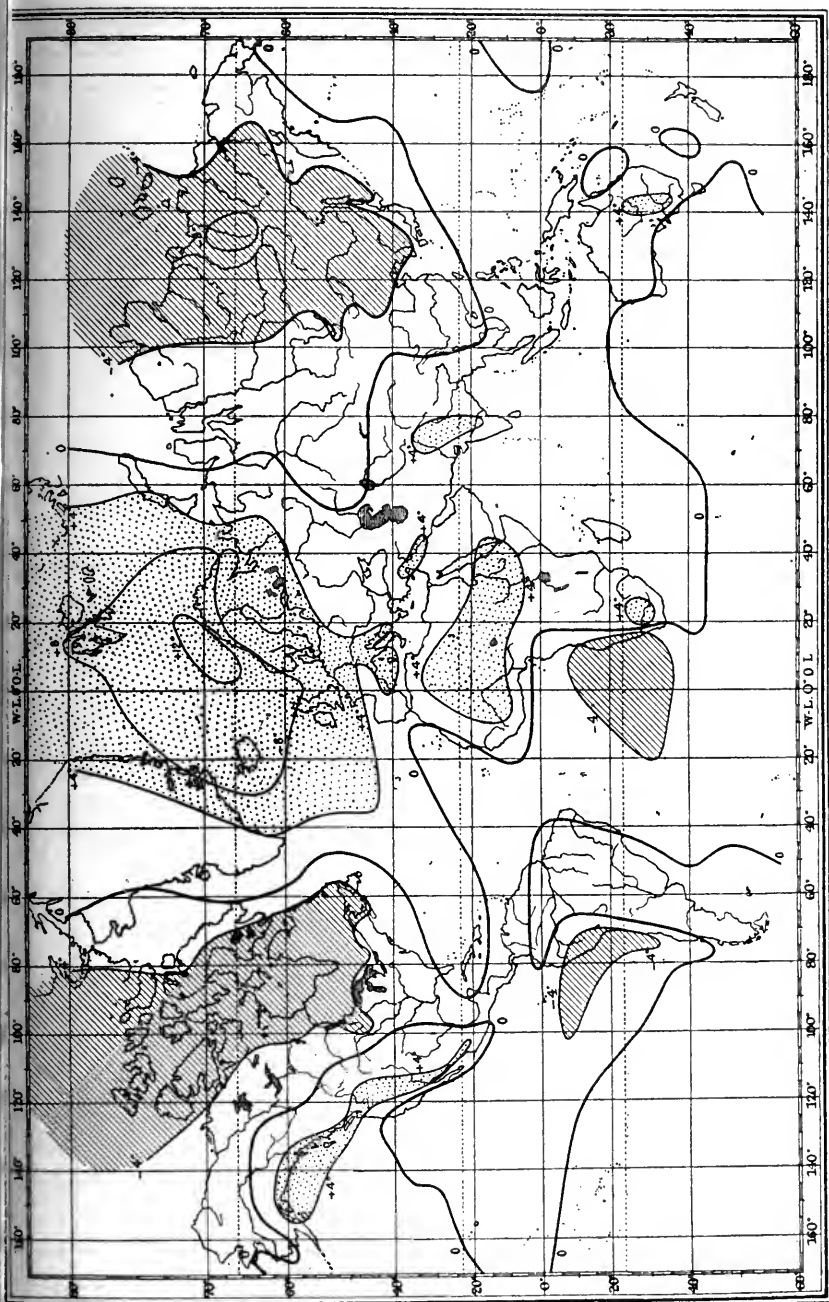


Fig. 181. Temperatur-Isanomalien des Jahres.

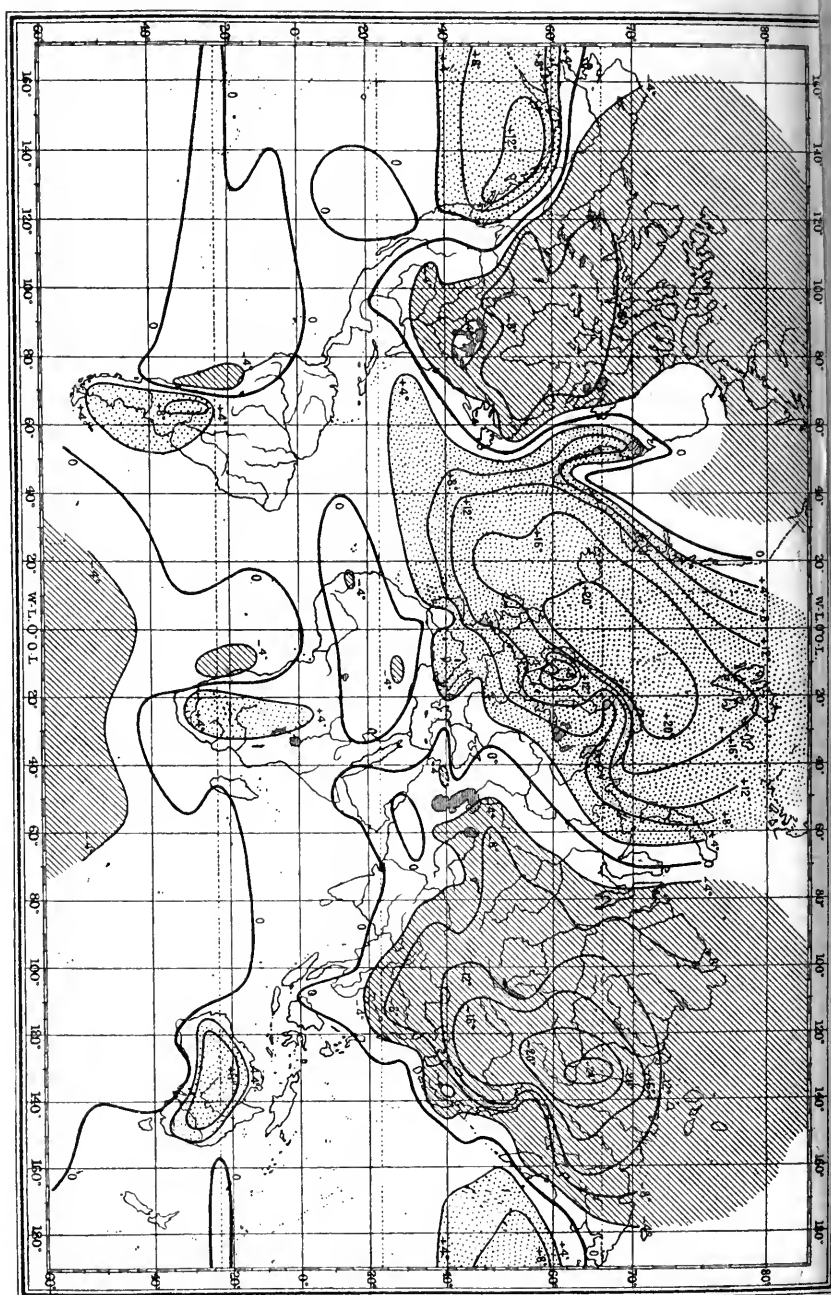


Fig. 182. Temperatur-Isonomalen des Januars.

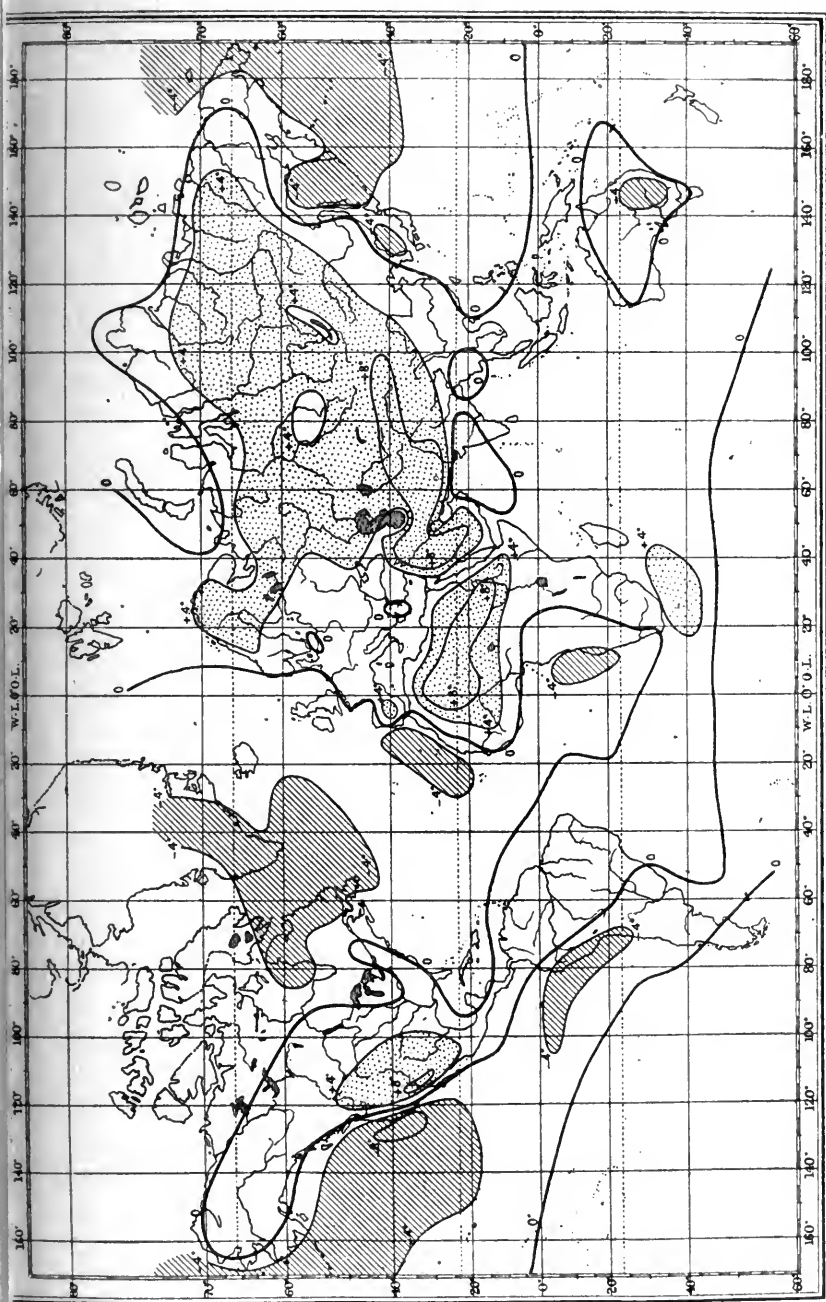


Fig. 183. Temperatur-Isanomalien des Juli.





jetzt in den Juli. Beide Erscheinungen sprechen für stärker kontinentales Klima in älteren Zeiten. Der Sommer war also damals ohne Zweifel wärmer. Die mittlere Temperatur war wohl dieselbe wie jetzt, da der letzte Frühlingsfrost und der erste Herbstfrost damals nur um 1 Tag früher als jetzt eintrafen.

Die Temperatur des Februars war dagegen um  $1,4^{\circ}$  und diejenige des März um  $1,0^{\circ}$  kälter als jetzt (alles nach Ekholms Berechnungen).

Dufour giebt eine Übersicht über das Datum der Weinlese in einigen schweizerischen Landschaften seit dem 15. Jahrhundert. Aus derselben geht hervor, dass bis zum Ende des 18. Jahrhunderts die mittlere Zeit der Weinlese daselbst immer später gekommen ist. Seitdem ist sie etwas zurückgewandert, ohne jedoch ihren alten Stand wieder zu erreichen. Dufour bemüht sich, zu beweisen, dass bis Ende des 18. Jahrhunderts dieselbe Rebe an denselben Orten gebaut worden ist. Dies deutet auf eine allmähliche Abnahme der Sommerhitze vom Mittelalter bis etwa 1800.

Ferner ist die Waldgrenze auf den Schweizer Bergen zurückgegangen. Nach Dufour findet man hoch (bis mehrere hundert Fuss) über der jetzigen Waldesgrenze alte abgestorbene Stämme und Wurzeln. Man hat dieses Zurückweichen des Waldes als ein Werk der Menschen und der Viehherden, welche ihre Weideplätze oberhalb der Waldgrenze haben, zu erklären versucht. Diese Erklärung passt aber keineswegs auf die Verhältnisse in Nordschweden, wo die Waldgrenze auf den Felsenhöhen seit langer Zeit zurückweicht. Auch das braucht nicht in einem Rückgang der Mitteltemperatur, sondern vielmehr in einer Erniedrigung der Sommertemperatur seinen Grund zu haben. In Nordasien kommen nämlich grosse Waldungen bei viel niedrigerer Mitteltemperatur aber höherer Sommertemperatur vor.

Schliesslich mögen die Verhältnisse in arktischen Gegenden, vornehmlich auf Grönland, angeführt werden. Die blühenden normannischen Kolonien an der Südküste Grönlands wurden durch Eis von der Civilisation abgesperrt und starben gänzlich aus. Daselbst wurde anfangs bedeutende Viehzucht getrieben, die jetzt stark zurückgegangen ist. Erst in neuester Zeit hat man durch energische Versuche Zutritt zu dieser Küste durchs Eis gefunden. Früher unbekannte Eskimostämme wurden dabei entdeckt, aber auch mehrere Ruinen, welche andeuten, dass die Gegend früher viel stärker bebaut war. Auch an der Westküste von Grönland ist die Bevölkerung zurückgegangen. Egede fand da im Jahre 1723 30000 Einwohner, Giesecke 1813 nur 6583.

Nach Hassert's Angaben lebten die Eskimos in alten Zeiten viel nördlicher als jetzt in dem amerikanischen Polar-Archipel und in Grönland, nämlich nördlich vom 75. Breitengrad und bei Kennedy's Kanal zwischen Grantland und Grönland sogar bis zum 82. Breitengrad. Vermutlich war es die Kälte, welche die Eskimos in historischer Zeit nach Süden trieb, wo sie die früher blühenden norwegischen Kolonien zu Grunde richteten. Auch die neusibirischen Inseln waren in alten Zeiten bewohnt.

In Island sind die Wälder und der Ackerbau des Mittelalters verschwunden, die damals reiche, jetzt verarmte Bevölkerung ist auf die Hälfte zurückgegangen. Der kalte Polarstrom mit seinen Eisbergen nahm in den vergangenen Jahrhunderten stark zu (nach Egedes Bericht von 1770—78 nahmen die Eisberge jedes Jahr merklich zu).

Es möge übrigens an das starke Vorschreiten der Gletscher, vornehmlich in Norwegen und arktischen Ländern, erinnert werden und besonders an ihre starke Entwicklung in der Mitte des 18. Jahrhunderts (vgl. S. 397).

Alles das kann so aufgefasst werden, dass hauptsächlich in Nordwesteuropa, aber auch in den anderen westlichen Teilen unseres Weltteils mit der Zeit die Winter milder und feuchter und die Sommer kühler geworden sind. Das Klima ist sozusagen mehr insular geworden als in alten Zeiten. Auf Island und Grönland ist es kälter geworden.

Nach Ekholm beruht diese Klimaänderung teilweise darauf, dass seit etwa 9000 Jahren die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik immer grösser wird. Stünde die Erdachse senkrecht auf der Ekliptik, so würde der Pol gar keine Wärme von der Sonne erhalten, während jetzt eine bestimmte Bodenfläche (mit überlagernder Luft) am Pol etwa 42 Proz. der Wärmemenge erhält, die auf ein gleich grosses Flächenstück am Äquator fällt. Je grösser die Neigung der Ekliptik gegen die Äquatorialebene wird, um so bedeutender wird auch die Sonnenstrahlung gegen den Pol. Dasselbe gilt auch für die polaren Gegenden bis etwa zum 45. Breitengrad. Dagegen erhalten die Äquatorialgegenden bei steigender Neigung der Ekliptik weniger Wärme. Wie leicht ersichtlich, kommt die erhöhte Bestrahlung der cirkumpolaren Gegenden auf das Sommerhalbjahr, während im Gegenteil die Bestrahlung im Winterhalbjahr etwas vermindert wird. Vor 9100 Jahren war nach Ekholms Berechnungen die Temperatur um folgende Anzahl Grade höher als jetzt.



Die Schwankung der Niederschlagsmenge in den Binnenländern betrug nach dieser Periode nicht weniger als 24 Proz.

Diese Periode tritt auch in den Temperaturentnahmen hervor. Bei viel Niederschlag (Bewölkung) tritt nämlich niedrigere Temperatur als Begleiterscheinung auf. Brückner fand folgende mittlere Temperaturabweichungen vom Mittel für die ganze Erde:

1736—40	1746—50	1766—70	1791—92	1811—15
— 0,4°	+ 0,4°	— 0,4°	+ 0,5°	— 0,5°
1821—26	1836—40	1851—55	1866—70	1881—85
+ 0,6°	— 0,4°	+ 0,1°	+ 0,1°	— 0,1°

Auch die Dauer der Eisbedeckung der Flüsse und die Weinlesezeit hat Brückner in seine Untersuchungen einbezogen. Für diese Erscheinungen liegen viel ältere Beobachtungsreihen vor. Er fand aus denselben ebenfalls eine Periodenlänge von etwa 35 Jahren.

Richter hat die Ausdehnung der Alpengletscher nach der Periode von Brückner untersucht und gute Übereinstimmung gefunden. Dieselbe sollte nach allen diesen Daten durch folgende Maximal- und Minimalgebiete charakterisiert sein:

Kalt—feucht	1700	1740	1775	1815	1845	1880
Warm—trocken	1720	1760	1795	1830	1860	1895

Obgleich es sich hier in Bezug auf die Temperatur nur um geringe Differenzen handelt, so sind sie doch von grösster Bedeutung, sobald sie sicher konstatiert werden. Brückners Angabe, dass zuweilen zwei 35-Jahrsperioden ineinander verschmelzen und somit in eine 70jährige Periode übergehen, sowie Richters entsprechende Äusserung, dass manchmal die nach der Periode zu erwartende Änderung der Gletschergrössen nur schwach angedeutet ist, sodass scheinbar eine doppelt so lange Periode daraus hervorgeht, scheinen anzudeuten, dass zur endgültigen Beurteilung der 35jährigen Periode noch viel Material gesammelt werden musste. Hann hat in jüngster Zeit dies gethan, er bestätigte dabei in der Hauptsache Brückners Resultate, die Periodenlänge scheint recht veränderlich zu sein.

Die Ursache dieser Periode ist noch unbekannt, W. Lockyer will eine ähnliche Periode bei den Sonnenflecken gefunden haben.

Eine andere Periode von sehr kurzer Dauer, nämlich eine Abwechselung von lang- und kurzdauernden Wintern alle zwei Jahre hat



besonders wenn es heiter ist, stark erwärmt, und zuletzt so stark, dass sie leichter wird als die überlagernden Schichten, wonach eine aufsteigende Luftströmung entsteht. Da nun bei gewöhnlicher Temperatur ( $12^{\circ}\text{C.}$ ) das spezifische Gewicht der Luft bei 760 mm, 0,001236, etwa 11000 mal geringer als dasjenige des Quecksilbers (bei  $0^{\circ}$  13,59) ist, so ist der Druck in 11 m Höhe 759 mm, wenn er am Boden 760 mm ist, d. h. die Dichten verhalten sich wie 759 zu 760, vorausgesetzt, dass die Temperatur an beiden Stellen gleich ist. Erwärmt sich nun bei gleichbleibendem Druck die untere Luft um  $1^{\circ}\text{C.}$ , so sinkt die Dichte um  $\frac{1}{273}$ , damit sie um  $\frac{1}{760}$  sinkt, ist also eine Erwärmung von nur  $0,36^{\circ}$  nötig. Wenn also die Temperaturabnahme nach oben  $0,36^{\circ}\text{C.}$  auf 11 m erreicht, oder  $3,3^{\circ}$  pro 100 m, so kippt die Luftsäule um. Beim Aufsteigen der unteren Luft kühlt sie sich um etwa  $1^{\circ}$  pro 100 m ab, wie unten gezeigt werden soll. Falls also unten am Boden bis zu einer unbedeutenden Höhe der Temperaturgradient  $3,3^{\circ}$  pro 100 m übertrifft und in den überlagernden Schichten  $1^{\circ}$  pro 100 m erreicht, so wird die vom Boden aufsteigende erwärmte Luftmasse beim Aufsteigen überall wärmer ankommen als die da vorbefindliche Luftmasse und infolgedessen kontinuierlich steigen.

Ist das Temperaturgefälle nach oben in den höheren Schichten geringer als  $1^{\circ}\text{C.}$  pro 100 m, so erwärmt sich die Luft am Boden so lange, bis das Gefälle bis zu einer gewissen Höhe diesen Wert übertrifft, steigt dann vom Boden auf und erwärmt die obenliegenden Luftschichten, sodass das Temperaturgefälle  $1^{\circ}$  pro 100 m sich etwas höher hinauf erstreckt. Neue Wärme wird von der Sonne zum Boden gestrahlt und erhöht das Temperaturgefälle über 1:100 und neue Strömungen entstehen in der Luft, welche das Gleichgewicht wieder herzustellen streben und das Temperaturgefälle 1:100 zu immer höheren Luftschichten führen. Nachher kommt eine Abnahme der Sonnenstrahlung, wobei die verschiedenen Luftschichten, besonders in der Nähe der Erdoberfläche, wo die Luft viel Staub und Wasserdampf hält, Wärme gegeneinander, den Erdboden und den Himmelsraum ausstrahlen. Die Temperaturunterschiede gleichen sich aus, das Gefälle sinkt unter 1:100. Zuletzt kommt die Nacht, der Boden strahlt Wärme aus und kühlt sich unter die Temperatur der Luft ab. Infolgedessen kehrt sich das Gefälle in der Nähe des Bodens um, aber nur bis zu beschränkter Höhe, weil die abgekühlte Luft am Boden liegen bleibt. (Wenn die Luft durch Winde umgerührt wird, bleibt die Temperaturinversion aus.) Im Sommer wird infolgedessen die Luft jeden Tag etwas höher hinauf erwärmt und man schliesst



der Spitze des Eiffelturms um folgenden Betrag höher als im Parc St. Maur bei Paris (die Höhendifferenz ist etwa 300 m):

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
0,45	1,1	0,84	1,1	0,87.

Wärmeänderungen mit der Höhe im Gebirge. Ebenso wie in der freien Luft nimmt die Temperatur in Gebirgsländern mit zunehmender Höhe der Beobachtungsstation ab. Diese Thatsache ist so auffallend, dass sie auch den Naturvölkern nicht entgehen konnte. Die Abnahme der wärmeabsorbierenden Bestandteile, Wasserdampf und Kohlensäure, über den hoch gelegenen Orten betrachtet man häufig als den Hauptgrund dafür. Die Hochländer liegen im allgemeinen in der Mitte der Kontinente ziemlich weit vom Meer; es würde deshalb da eine grössere Trockenheit der Luft herrschen, wie in den tiefer gelegenen Flachländern, wenn die Temperatur in beiden Fällen gleich hoch wäre. Infolgedessen würden durch Strahlung grössere Wärmeverluste wie in der Niederung entstehen, aber andererseits müsste der Himmel wolkenfreier sein und deshalb die Sonnenstrahlung effektiver. Es ist, kurz gesagt, schwer, den Anteil des Mangels an Wasserdampf an der niedrigen Temperatur der hoch liegenden Orte zu schätzen. Man kann vielmehr den Satz umkehren und behaupten, dass die Luft über den Bergen weniger Wasserdampf enthält, weil es da kühler ist als in der Ebene.

Auf alle Fälle schützt die Kohlensäure die höher liegenden Stellen weniger als die niedrigeren. Die Wirkung dürfte aber nicht sehr gross sein, vielleicht  $1\text{--}1,5^{\circ}\text{C.}$  für 1000 m Höhe.

Die wichtigste Rolle bei der Abkühlung höher gelegener Orte spielt ohne Zweifel die Luftzirkulation. Wenn diese so kräftig wäre, dass sie die Erscheinung allein beherrschte, so würde die Temperaturabnahme  $1^{\circ}\text{C.}$  pro 100 m betragen. Dieser Wert wird in der Natur nie erreicht, aber je isolierter die Bergspitzen heraufragen, desto mehr nähert sich der beobachtete Wert diesem theoretischen.

Wegen der Temperaturumkehrung im Winter bei anticyklonaler Luftverteilung kann, wie oben gesagt, bisweilen die Abnahme der Temperatur in einer Zunahme mit steigender Höhe verwandelt werden. Dieser Fall tritt besonders häufig in den Alpen und speziell in Kärnthen ein bis zu einer Höhe von etwa 1000 m, wie folgende Tabelle zeigt:





um diesen Ausdruck in cal. umzurechnen, muss man durch das mechanische Wärmeäquivalent  $J$  ( $J = 1 \text{ cal.} : \text{g cm} = 42600$ ) dividieren. Wir erhalten auf diese Weise für die adiabatische Volumsänderung, bei welcher  $dQ = 0$  ist:

$$dQ = 0 = Mc_v dt + \frac{1}{J} p dv.$$

Nun ist nach den Gasgesetzen:

$$pv = RT,$$

worin  $T$  die absolute Temperatur darstellt. Die konstante Grösse  $R$  wird folgendermaassen bestimmt. Bei  $0^\circ \text{ C.}$  ( $T = 273$ ) und 760 mm. Barometerdruck ( $p = 1033 \text{ g pr. cm}^2$ ) ist das Volumen von 28,9 g Luft  $v = 28,9 : 0,001293$ , da das spezifische Gewicht der Luft bei  $0^\circ \text{ C.}$  und 760 mm nach Regnault 0,001293 (verglichen mit Wasser bei  $4^\circ \text{ C.}$  als Einheit) beträgt. Aus diesen Ziffern geht  $R = 1033 \cdot 28,9 : 273 \cdot 0,001293 = 84570 \text{ g} \cdot \text{cm pr. } ^\circ \text{C.}$  und  $\frac{R}{J} = 1,985 \text{ cal. pro } ^\circ \text{C.}$  hervor.

Aus dem letzten Ausdruck erhalten wir, da  $dt = dT$ :

$$p dv + v dp = R dt,$$

woraus folgt:

$$Mc_v dt + \frac{R}{J} dt - \frac{1}{J} v dp = 0,$$

oder:

$$\left( Mc_v + \frac{R}{J} \right) dt = \frac{RT}{Jp} dp.$$

Hieraus erhält man:

$$\frac{dp}{p} = 3,475 \frac{dT}{T}.$$

Nach neueren Untersuchungen von Lummer und Pringsheim ist die Konstante in obenstehender Formel 3,484. Sie fanden nämlich für den Ausdruck  $\left( Mc_v + \frac{R}{J} \right) : Mc_v = c_p : c_v$  bei  $10^\circ \text{ C.}$  den Wert 1,4025, woraus  $\left( Mc_v + \frac{R}{J} \right) : \left( \frac{R}{J} \right) = 3,484$  hervorgeht. Wir wollen im folgenden diesen Wert benutzen.

Andererseits nimmt der Druck nach unten zu, und zwar ist die Zunahme pro cm gleich dem Gewicht von  $1 \text{ cm}^3$ . Wenn  $M$  das mittlere Molekulargewicht (28,9) der Luft darstellt und  $v$  wie gewöhnlich das Volumen (in  $\text{cm}^3$ ) ist, in welchem  $M$  gm Luft sich befinden, so ist das Gewicht von  $1 \text{ cm}^3$  Luft  $M:v$ . Folglich wird die Druckzunahme pro Centimeter:

$$\frac{dp}{dh} = - \frac{M}{v}$$

Das Minuszeichen soll andeuten, dass der Druck mit steigender Höhe (zunehmendem  $h$ ) abnimmt. Durch Einführung von:

$$pv = RT$$

erhält man:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{M}{RT} dh.$$

Setzen wir diesen Wert von  $\frac{dp}{p}$  gleich dem oben erhaltenen, so finden wir:

$$dt = - \frac{1}{3,484} \frac{M}{R} dh = - \frac{28,9}{3,484 \cdot 84570} dh = - 0,000098 dh.$$

Hier ist  $dh$  in cm ausgedrückt, die adiabatische Temperaturabnahme mit der Höhe ist folglich  $0,98^\circ \text{ C. pro } 100 \text{ m}$ .

Wir ersehen aus der letzten Formel, dass die Wärmeabnahme mit steigender Höhe dem Molekulargewicht direkt und der molekularen spezifischen Wärme bei konstantem Druck  $Mc_p$  umgekehrt proportional ist.

Wie wir oben gesehen haben, ist die Zusammensetzung der Atmosphäre bis zu den bisher untersuchten grössten Höhen unveränderlich, d. h. das mittlere Molekulargewicht  $M$  ändert sich, so viel wir wissen, nicht merklich mit der Höhe. Aus unten näher ausgeführten theoretischen Gründen ist es zwar denkbar, dass in den allerhöchsten Luftschichten  $M$  etwas abnimmt, aber diese Abnahme hat wahrscheinlich keine praktische Bedeutung.

Einen ebenfalls sehr wenig merklichen Einfluss wird der Umstand ausüben, dass nach Le Chatelier der Wert von  $Mc_p$  für die atmosphärischen Gase (Stickstoff und Sauerstoff) mit der absoluten Temperatur ( $T$ ) nach folgender Formel zunimmt:

$$Mc_p = 6,6 + 0,001 T.$$

Infolgedessen sollte die Temperaturabnahme auf 10000 m Höhe ( $t = -54^{\circ}\text{C.}$ )  $0,99^{\circ}\text{C.}$ , auf 20000 m Höhe ( $t = -144^{\circ}\text{C.}$  etwa)  $1^{\circ}\text{C.}$  pro 100 m sein. Auch noch bei der absoluten Temperatur 0, welche in der Atmosphäre nie erreicht werden kann, würde das adiabatisch Temperaturgefälle nur  $1,02^{\circ}\text{C.}$  pro 100 m erreichen.

Dies gilt für trockene Luft, es müsste infolgedessen in den höchsten Luftschichten, wo kein Wasserdampf in nennenswerter Menge vorkommt, die Temperatur um etwa  $1^{\circ}\text{C.}$  bei 100 m Steigung abnehmen falls nicht eine Wärmezufuhr durch Strahlung (und Leitung) von der Erde und von der Sonne oder zum leeren Raum stattfände. Diese Bedingung ist am ehesten in mittleren Luftschichten erfüllt. Auch zeigen die Beobachtungen bei Ballonfahrten die grösste Übereinstimmung mit den oben ausgeführten Berechnungen in den höchsten zugänglichen Luftschichten.

Höhe der Atmosphäre. Dass die Temperatur der Luft nicht bis in die höchsten Schichten im selben Verhältnis abnehmen kann, ersieht man daraus, dass danach eine Temperatur von  $-273^{\circ}\text{C.}$  in einer Höhe von etwa 30 km herrschen würde. Damit wäre also eine Grenze der Atmosphäre gesetzt, welche nicht mit unseren anderen Beobachtungen übereinstimmt. Die Meteore leuchten in den meisten Fällen bei etwa 110 km Höhe auf, einige in 150 km Höhe. Nach den Berechnungen von v. Niessl leuchtete das Meteor vom 5. September 1868 sogar in einer Höhe von 780 km auf. Danach muss noch in solchen Höhen eine Atmosphäre vorhanden sein, die dicht genug ist, um ein Projektil durch Reibung zum Glühen zu bringen.

Zu Höhen weit über 30 km führen uns auch die Beobachtungen über die Dämmerungserscheinungen, wie wir unten sehen werden. Schmid in Athen fand auf diese Weise 74 km Höhe für die höchsten Licht reflektierenden Luftschichten.

Dasselbe gilt auch für die sogenannten leuchtenden Wolken, welche besonders Jesse beobachtet hat. Jesse fand ihre Höhe 70—83 km. Mohn sogar 100—140 km (die letzten Werte sind etwas unsicher).

Zu noch höheren Werten gelangt man aus den Beobachtungen über die Höhe der Nordlichter. Die Mehrzahl der Beobachtungen ergab bisher Höhen zwischen 100 und 200 km. Gyllenskiöld giebt als Mittelwert 110 km. Mehrere Beobachter fanden über 200 km (Bravais 227 km, Ekama 210 km). Die neuerdings ausgeführten Messungen der dänischen Nordlichtexpedition nach Island 1899—1900 führten

lle zu enormen Höhen (400 km), wobei jedoch nur die Höhen der relativ ruhigen Nordlichtbogen bestimmt wurden.

Bei der Mondfinsternis vom 28. Januar 1888 beobachtete Boedicker eine Abnahme des Mondlichtes 3 Minuten vor dem Eintritt des Mondes in den Schatten des festen Erdkörpers. Man nimmt deshalb an, dass diese Abnahme von einer Schattenwirkung der Atmosphäre herrührte, welcher demnach eine Höhe von wenigstens 300 km zugeschrieben werden müsste. Diese Bestimmung scheint unsicher.

Nach allen diesen übereinstimmenden Anzeichen müssen wir annehmen, dass die Temperaturabnahme in den höchsten Schichten keineswegs nach der adiabatischen Gleichung vor sich gehen kann. Dies wird sehr leicht durch die Wärmeabsorption der Sonnenstrahlen und die Strahlung zum leeren Raum von diesen höchsten Schichten verständlich. Die magnetischen Erscheinungen deuten darauf hin, dass in den höheren Luftschichten tägliche Bewegungen stattfinden, die auf einen solchen Wärmeaustausch hinweisen.

**Ausdehnung feuchter Luft.** Wenn Feuchtigkeit in der Luft vorhanden ist, so ist ihre Menge jedenfalls gegen diejenige der Luft sehr gering. Denn in gesättigter Luft verhält sich die Menge des Wasserdampfes (in Grammolekeln gerechnet) zu derjenigen der Luft wie der Partialdruck ( $f$ ) des gesättigten Wasserdampfes zu demjenigen ( $p$ ) der Luft. Folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Grösse von  $f$  und das entsprechende Gewicht des Wasserdampfes pro  $m^3$  bei verschiedenen Temperaturen.

Temp.	Max. Druck	Gewicht g pro $m^3$	$\frac{1000 f}{760}$
— 25° C.	0,50 mm	0,58	0,66
— 20	0,81	0,93	1,06
— 15	1,28	1,43	1,69
— 10	2,00	2,20	2,63
— 5	3,07	3,31	4,05
0	4,60	4,88	6,05
5	6,58	6,85	8,56
10	9,14	9,34	12,04
15	12,67	12,74	16,67
20	17,36	17,15	22,84
25	23,52	22,84	30,95
30	31,51	30,09	41,47.

Auch bei den höchsten in der freien Natur normal vorkommenden Temperaturen erreicht der Wasserdampf, auch wenn er gesättigt ist, nicht mehr als etwa 4 Prozent des Luftdruckes, im Mittel dürfte er (an der Erdoberfläche) ungefähr ein Prozent ausmachen. Es kann demnach in der obenstehenden Formel ohne merklichen Fehler so gerechnet werden, als gälte die molekulare spezifische Wärme  $Mc_v = 4,9$  im Mittel für Luft und Wasserdampf (sonst ist für Wasserdampf  $Mc_v$  etwas höher nämlich 6,65).

Ganz anders erscheinen die Verhältnisse, sobald die Luft so stark abgekühlt wird, dass Wasser in tropfbarer oder fester Form ausgeschieden wird. Nehmen wir an, die latente Wärme pro Grammolekül (auch „Mol“ genannt) sei  $W$ , und es mögen bei der Abkühlung aus 1 Mol Luft, welche  $x$  Mol Wasserdampf enthält,  $dx$  Mol ausgeschieden werden, so gilt:

$$x = \frac{f}{p} \text{ und } \frac{dx}{x} = \frac{df}{f} - \frac{dp}{p}.$$

Weiter wird die zugeführte Wärmemenge (vgl. S. 578):

$$dQ = -Wdx = Mc_v dt + \frac{p dv}{J} = Mc_p dt - \frac{RT}{J} \frac{dp}{p}.$$

Durch Einführen der oben gefundenen Relation für  $dx$  wird dies:

$$-Wx \left( \frac{df}{f} - \frac{dp}{p} \right) = Mc_p dt - \frac{RT}{J} \frac{dp}{p}$$

$$\left( Wx \frac{df}{f dt} + Mc_p \right) dt = \left( Wx + \frac{RT}{J} \right) \frac{dp}{p}.$$

Für  $\frac{df}{f dt}$  kann man nach der van'tHoff'schen Umgestaltung der Clapeyron'schen Formel  $\frac{W}{1,985 T^2}$  schreiben, wonach:

$$\left( \frac{W^2}{1,985 T^2} \cdot x + Mc_p \right) dt = \left( Wx + \frac{RT}{J} \right) \frac{dp}{p}.$$

Diese Differentialgleichung ist nicht direkt integrierbar, weil  $x$  eine ganz komplizierte Funktion von  $T$  ist. Man kann aber ohne weiteres daraus  $dt/dp$  berechnen. Man kann auch  $\frac{Wx}{T}$  und  $\frac{W^2 x}{1,985 T^2}$  für

ässige Intervalle als nahezu konstant annehmen. Nennen wir diese Konstanten  $A$  und  $B$ , so wird:

$$\left(B + Mc_p\right) \frac{dt}{T} = \left(A + \frac{R}{J}\right) \frac{dp}{p}$$

und durch Einführung der Werte  $\frac{R}{J} = 1,985$ ;  $Mc_p = 6,9$  (für Luft):

$$\log \frac{T_1}{T_0} = \frac{A + 1,985}{B + 6,9} \log \frac{p_1}{p_0}.$$

In diese Formel ist der Wert von  $W$ , das heisst die Verdampfungswärme von Wasser, oder unter Null diejenige von Eis, einzuführen. Für diese Grösse gelten folgende Formeln:

$$W = 18 (596,7 - 0,57 t)$$

$$W_1 = 18 (676,4 - 0,095 t).$$

$W$  ist für Wasser,  $W_1$  für Eis gültig. Die Formeln sind auf die experimentellen Bestimmungen von Regnault und Dieterici, Bunsen und Pettersson gegründet.

Als Beispiel wollen wir den Fall berechnen, dass  $t = 15$  oder  $T = 288$  und  $p = 760$  mm ist, bei welcher Temperatur die Luft mit Wasserdampf gesättigt sei, also  $f = 12,67$  mm;  $x = 0,01667$ .  $W$  wird 18.588,2 und  $W/T = 36,76$ . Hieraus berechnet man  $A = 0,613$  und  $B = 11,35$ , woraus die Temperaturabnahme ( $\delta$ ) bei einer Steigung von 100 m gleich 0,48 hervorgeht. Die Abnahme ist demnach etwa halb so gross wie in trockner Luft.

Auf diese Weise ist folgende kleine Tabelle für  $\delta$  bei Luftdrucken von 760, 500 und 250 mm, Höhen von 0, 3300 und 8800 m entsprechend, berechnet worden. Der erste Teil der Tabelle gilt für Ausfällung von Eis, der zweite für Ausfällung von Wasser.

$p$ .	$t = -30$	$-25$	$-20$	$-15$	$-10$	$-5$	$-0$
760	0,920	0,890	0,850	0,795	0,732	0,660	0,587
500	0,890	0,851	0,800	0,736	0,654	0,576	0,501
250	0,830	0,756	0,690	0,610	0,511	0,441	0,372

$p.$	$t = + 0$	$+ 5$	$+ 10$	$+ 15$	$+ 20$	$+ 25^{\circ} \text{ C.}$
760	0,647	0,585	0,526	0,480	0,438	0,397
500	0,563	0,507	0,453	0,407	0,372	0,339
250	0,430	0,387	0,346	0,313	0,292	0,272.

Diese Werte sind im allgemeinen etwas niedriger als die von Hann und Neuhoﬀ gegebenen. Zum Vergleich möge folgende Tabelle von Neuhoﬀ über die Wärmeabnahme (pro 100 m Steigung) einer bei der nebensgeschriebenen Anfangstemperatur ( $t$ ) aufsteigenden mit Wasserdampf gesättigten Luftmasse dienen, welche die in der Kopfrubrik der Tabelle angegebene Höhe erreicht hat. Die Ziffern in Klammern sind obenstehender Tabelle entnommen.

Bei  $0^{\circ}$  sind zwei eingeklammerte Ziffern angeführt. Die grössere (0,65) gilt bei Ausscheidung von flüssigem Wasser, die kleinere (0,59) bei Ausscheidung von Eis.

	Höhe	0	1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000 m
$t =$	— 20	0,86 (0,85)	0,90	0,95	—	—	—	—	—
	— 10	0,75 (0,73)	0,82	0,87	0,89	—	—	—	—
	0	0,62 (0,59) (0,65)	0,68	0,75	0,82	0,88	—	—	—
	10	0,54 (0,53)	0,56	0,59	0,65	0,73	0,80	0,84	—
	20	0,44 (0,44)	0,46	0,49	0,51	0,57	0,59	0,63	0,72
	30	0,37 (0,36)	0,37	0,38	0,40	0,42	0,43	0,45	0,48.

Die Temperaturverteilung in höheren Luftschichten. Nach dieser Darstellung können wir die Luft als aus drei aufeinander gelagerten Schichten bestehend uns vorstellen.

In der ersten dehnt sich die Luft beim Aufsteigen aus, ohne dass Kondensation eintritt, weil die Temperatur der Luft immer etwas über dem sogenannten Taupunkte liegt, d. h. derjenigen Temperatur, bei welcher die wirklich in der Luft vorhandene Wasserdampfmenge den bei dieser Temperatur gültigen Maximal- (Sättigungs-) Druck besitzen würde.

Wie oben angeführt, übersteigt das Temperaturgefälle in den niederen Teilen dieser bis zu 1000—1500 m erreichenden Schicht im Sommer zur heissesten Tageszeit bedeutend  $0,98^{\circ}$  pro 100 m. In der Nacht und im Winter herrscht dagegen in dieser Schicht die Temperaturumkehrung, so dass im Mittel das Temperaturgefälle sehr niedrig wird.

Als Beispiel möge angeführt werden:

## Die Wärmeabnahme pro 100 m zu Paris (Eiffelturm).

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
2 m — 123 m Höhe	— 0,12	0,19	0,23	— 0,26	0,01
23 m — 302 m „	0,27	0,46	0,53	0,34	0,40
2 m — 302 m „	0,14	0,40	0,46	0,13	0,28

Die Ballon- und Drachen-Beobachtungen (vgl. S. 574) sind bei Tage und bei gutem bzw. windigem Wetter angestellt und geben deshalb viel höhere Werte.

In der zweiten Schicht findet die Kondensation des Wasserdampfes statt. In dieser Schicht schwebt deshalb die Hauptmasse der Wolken. Das Temperaturgefälle ist dafür nicht durch die Bodentemperatur gestört, und nirgends umgekehrt. Es ist deshalb daselbst nicht so nach Tages- und Jahreszeit veränderlich, wie in der ersten Schicht, sondern hauptsächlich von dem Wasserdampfgehalt der Luft abhängig. Es steigt mit der Höhe, während der Wasserdampfgehalt sinkt, kontinuierlich von etwa  $0,5^{\circ}\text{C}$ . zu etwa  $0,8^{\circ}\text{C}$ . pro 100 m, ohne jemals den theoretischen Wert zu erreichen.

Bei anticyklonischem Luftzustand sinken in diesem mittleren Teil die Luftmassen von oben herab und führen keine Wolken mit. In diesem Fall könnte man erwarten, dass das Temperaturgefälle den theoretischen Wert  $0,98^{\circ}\text{C}$ . pro 100 m hätte. Im Mittel sollte es zwischen diesem und dem für mit Wasserdampf gesättigter Luft giltigen Werte liegen. Der wirklich gefundene Wert ist viel niedriger, etwa so gross wie der letzterwähnte. Demnach scheint in diesem Falle die Strahlung eine nicht zu vernachlässigende Rolle zu spielen. Der Einfluss der Leitung kann wohl als auf dieser Höhe noch zu geringfügig ausser Acht gelassen werden.

In der dritten Schicht, über etwa 6 km Höhe, ist die Temperatur so niedrig (unter  $-20^{\circ}\text{C}$ .), dass der Wasserdampfgehalt nicht mehr das Temperaturgefälle der Luft in nennenswertem Grade zu beeinflussen vermag. Man erhält deshalb Werte, die sich dem Wert  $0,98^{\circ}\text{C}$ . pro 100 m nähern. Jedoch erreicht, wie wir unten sehen werden, das beobachtete Temperaturgefälle nie diesen Wert. Der maximale beobachtete Wert erreicht im Mittel  $0,8^{\circ}\text{C}$ . pro 100 m.

Diese Temperaturabnahme kann mit der Höhe nicht unbegrenzt lange fortgehen. Denn dann würde der absolute Nullpunkt in einer Höhe von etwa 38 km erreicht werden. Da nun nach dem vorhin Gesagten die Atmosphäre bis zu wenigstens dem 10 fachen dieser Höhe hinauf-

reicht, so muss in noch höheren Schichten, welche wohl nie durch Ballons oder Drachen zu erreichen sind, das Temperaturgefälle gegen einen sehr niedrigen von Null wenig verschiedenen Wert sinken (vgl. S. 589).

Diese Angaben werden durch folgende Zusammenstellung v. Bezolds über die Resultate der wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten bestätigt.  $h$  giebt darin die Höhe in Metern über dem Erdboden an,  $t_m$  die mittlere Temperatur,  $\frac{dt}{dh}$  das Temperaturgefälle pro 100 m,  $y_m$  die mittlere Feuchtigkeit (in g pro kg Luft),  $R$  die relative Feuchtigkeit und  $Y_m$  die zwischen dem Erdboden und der betreffenden Höhe über 1 cm<sup>2</sup> befindliche Wassermenge in g,  $b_m$  den mittleren Barometerstand,  $b_a$  den Barometerstand, welcher nach einem Temperaturgefälle von 1° C. pro 100 m herrschen würde und schliesslich  $p$  den Barometerdruck in Prozent von demjenigen an der Erdoberfläche.

$h$	$t_m$	$\frac{dt}{dh}$	$y_m$	$R$	$Y_m$	$b_m$	$b_a$	$p$
20	10,3	—	5,86	0,76	—	760	760	100
500	7,9	0,50	5,33	0,77	—	717	717	94,3
1000	5,4	0,50	4,54	0,73	0,634	675	673	88,8
1500	2,9	0,50	3,61	0,65	—	635	632	83,6
2000	0,4	0,50	3,08	0,62	1,014	597	593	78,6
2500	— 2,3	0,54	2,66	0,62	—	560	555	73,7
3000	— 5,0	0,54	2,23	0,59	1,260	526	519	69,2
3500	— 7,6	0,52	1,88	0,57	—	494	485	65,0
4000	— 10,3	0,54	1,68	0,59	1,423	463	452	61,1
4500	— 13,5	0,64	1,57	0,67	—	434	421	57,1
5000	— 16,7	0,64	1,18	0,62	1,538	406	391	53,4
5500	— 20,1	0,68	0,81	0,53	—	380	363	50,0
6000	— 23,6	0,70	0,67	0,55	1,599	355	336	46,7
6500	— 27,0	0,68	0,57	0,61	—	331	311	43,6
7000	— 30,4	0,68	0,30	0,41	1,630	309	288	40,7
7500	— 34,0	0,72	0,26	0,48	—	288	265	37,9
8000	— 37,6	0,72	0,22	0,52	1,642	267	244	35,1
8500	— 41,6	0,80	(0,15)	(0,50)	—	249	224	32,8
9000	— 45,6	0,80	(0,10)	(0,50)	1,649	231	205	30,4
9500	(— 49,6)	(0,80)	(0,07)	(0,50)	—	(214)	187	28,2
10000	(— 53,6)	(0,80)	(0,05)	(0,50)	1,652	(198)	171	26,1

Teisserenc de Bort giebt folgende Daten, die bei Ballonfahrten in Frankreich gesammelt sind:

$h = 0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 km
$t_m = 9$	5	0	-4	-9	-16	-21	-29	-38	-44	-51
$t/dh =$	0,40	0,50	0,40	0,50	0,70	0,50	0,80	0,90	0,60	0,70

Diese Beobachtungen stimmen ganz gut mit den von v. Bezold bearbeiteten überein.

Die Ballonbeobachtungen haben noch ein sehr interessantes Resultat ergeben, nämlich, dass die jährliche Temperaturschwankung keineswegs so schnell mit steigender Höhe abnimmt, wie man aus den Beobachtungen auf Türmen vermuten könnte. So ergeben die Ballonfahrten von Feisserenc de Bort folgende Daten:

Höhe	Min.	Max.	Phase	Schwankung	Mittel
0 km	+ 1° C.	+ 17° C.	0 Tage	16° C.	+ 9° C.
3 km	- 11,2	+ 2,2	18 „	13,4	- 4,5
5 km	- 20,8	- 7,6	33 „	13,2	- 14,2
10 km	- 52,9	- 43,9	40 „	9,0	- 48,1.

Damit ist zu vergleichen, dass in Paris (Eiffelturm) die jährliche Temperaturschwankung nahe am Boden um 1° pro 300 m und zwischen Zell am See (750 m) und Sonnblick (3106 m) um 8° auf 2356 m, d. h. 1° C. pro 295 m abnimmt (vgl. S. 577). Man könnte geneigt sein, daraus zu schliessen, dass die jährliche Temperaturschwankung in etwa 7 km Höhe unmerklich wäre. Dies trifft nun, wie die oben gegebenen Daten zeigen, keinesfalls zu. Dieser Umstand deutet, wie so viele andere, darauf hin, dass in der Atmosphäre eine bedeutende Wärmeabsorption stattfindet, und dass die oberen Luftschichten in merklichem Grade direkt durch die Strahlung von der Sonne und in geringerem Grade von der Erde erwärmt werden. Wegen der relativ grossen Wärmekapazität der Luft geschieht dies langsam und die Temperaturextreme treten, wie die unter Phase stehenden Zahlen zeigen, um so später ein, je grösser die Höhe ist. In 10 km Höhe beträgt die Verspätung der Temperaturextreme gegen die Erdoberfläche nicht weniger als 40 Tage. Das frühere Eintreten in tieferen Schichten beruht ohne Zweifel auf der Strahlung und der Wärmezufuhr von der Erde.

Zu demselben Schluss werden wir durch den Vergleich der Temperatur in 3 km Höhe in freier Atmosphäre und auf einem Berggipfel (Sonnblick) geleitet. Er ergibt nach Hann folgendes Resultat:

Temperatur in 3 km Höhe	Febr.	April	Aug.	Okt.	Jahr
in freier Atmosphäre	- 12,0	- 8,7	1,4	- 2,0	- 5,3
auf Sonnblick	- 12,2	- 7,6	1,8	- 4,3	- 5,7.

Die mittlere Temperatur ist in den zwei Fällen beinahe gleich, nur unterscheidet sich die freie Atmosphäre von der Bergspitze durch einen kälteren Frühling und wärmeren Herbst. Jene hat, so zu sagen, ein mehr maritimes Klima als diese, welche wiederum sich in derselben Weise von den Niederungen unterscheidet. Dies entspricht völlig der bedeutenden Wärmekapazität der Luftmasse.

Falls die Wärmeabsorption der Atmosphäre zufolge von Zunahme der Kohlensäure und des Wasserdampfes steigen würde, so würde auch die erwärmende Rolle der Erdoberfläche vermindert, diejenige der Luft vergrössert werden. Das Klima würde überall über der festen Erdoberfläche einen mehr insularen Charakter annehmen.

Infolge der nach oben abnehmenden Jahresschwankung vermindert sich auch die jährliche Höhenschwankung der höher liegenden Isothermenflächen, welche niedrigen Temperaturen entsprechen. Nach Teisserenc de Bort mögen folgende diesbezügliche Daten angeführt werden. Die  $0^{\circ}$ -Fläche schwankt 3100 m (300 m — 3400 m), die  $-20^{\circ}$ -Fläche 2200 m (4800—7000 m), die  $-40^{\circ}$ -Fläche 1700 m (7800—9500 m).

Die Temperatur scheint sich mit der Höhe in niedereren wie in höheren Breiten ungefähr in derselben Weise zu verändern, sodass der örtliche Temperaturunterschied in hochliegenden Niveauflächen ungefähr ebenso gross bleibt wie an der Erdoberfläche. Früher war man geneigt, eine schnelle Ausgleichung dieser Temperaturunterschiede mit steigender Höhe anzunehmen.

In den allerhöchsten Luftschichten dürften wohl die Unterschiede der Temperatur in einer zur Erdoberfläche parallelen Schicht sehr gering ausfallen. Bei der niedrigen Temperatur in diesen Höhen verliert die Luft beinahe vollkommen das Vermögen, Wärme auszustrahlen. Die Luftcirkulation vermag deshalb vielmehr die Temperaturunterschiede auszugleichen als in niedriger liegenden Schichten.

Da die Temperaturunterschiede die Triebkraft der grossen atmosphärischen Bewegungen sind, muss man vermuten, dass sie in den höchsten von Ballons erreichten Luftschichten, und wahrscheinlich noch weiter hinauf, ebenso gross sind, wie in den nächst der Erdoberfläche liegenden.

Diese Luftbewegungen verursachen Temperatursteigungen oder -Senkungen dynamischer Art. Nach Teisserenc de Bort ist auch die unperiodische Temperaturschwankung (aus den mittleren Abweichungen vom Temperaturmittel berechnet) ziemlich unabhängig von der Höhe. Sie ist nämlich für:



## VI. Der Luftdruck.

Das Barometer. Höhenmessung. Das Quecksilberbarometer wurde im Jahre 1643 von Viviani konstruiert und nachher von Torricelli beschrieben, welcher Änderungen des Luftdruckes beobachtete. Regelmässige Barometerablesungen wurden bald danach in Italien und etwas später in England angestellt (Boyle 1659). Die ersten barometrischen Höhenmessungen wurden auf dem Puy de Dôme in Frankreich von Descartes ausgeführt.

Die Barometerablesungen müssen, um vergleichbar zu werden, in verschiedener Hinsicht korrigiert werden. Wegen der ungleichen Dichte des Quecksilbers, dessen Ausdehnungskoeffizient pro Grad C. 0,0001818 beträgt, muss der abgelesene Druck mit einem Faktor  $(1 - 0,0001818 t)$  multipliziert werden, wo  $t$  die Temperatur des Barometers angiebt. Wegen der Ausdehnung der Skala (Ausdehnungskoeffizient des Messings 0,0000184, des Glases 0,0000092) muss man einen anderen Korrektionsfaktor anbringen, der für Messing, welches zur Verfertigung von Skalen am meisten benutzt wird, den Wert  $(1 + 0,0000184 t)$  hat. Diese beiden Korrekturen können in eine einzige zusammengefasst werden, sodass der auf  $0^0$  reduzierte Barometerdruck ( $B_0$ ) den Wert erhält:

$$B_0 = B_t (1 - 0,000163 t),$$

wenn  $B_t$  den bei  $t^0$  C. abgelesenen Barometerdruck bedeutet.

Der Luftdruck (in g pr.  $\text{cm}^2$ ) entspricht dem Gewicht einer Quecksilbersäule von der abgelesenen Höhe und  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt. Da nun das Gewicht eines Körpers (und damit der gegebenen Quecksilbersäule) mit dem Breitengrad sich ändert, so ist auch der Luftdruck bei gleicher Barometerhöhe auf verschiedenen geographischen Breiten verschieden, und zwar ist (vgl. S. 256):

$$B = B_q (1 - 0,00259 \cos 2 \varphi),$$





























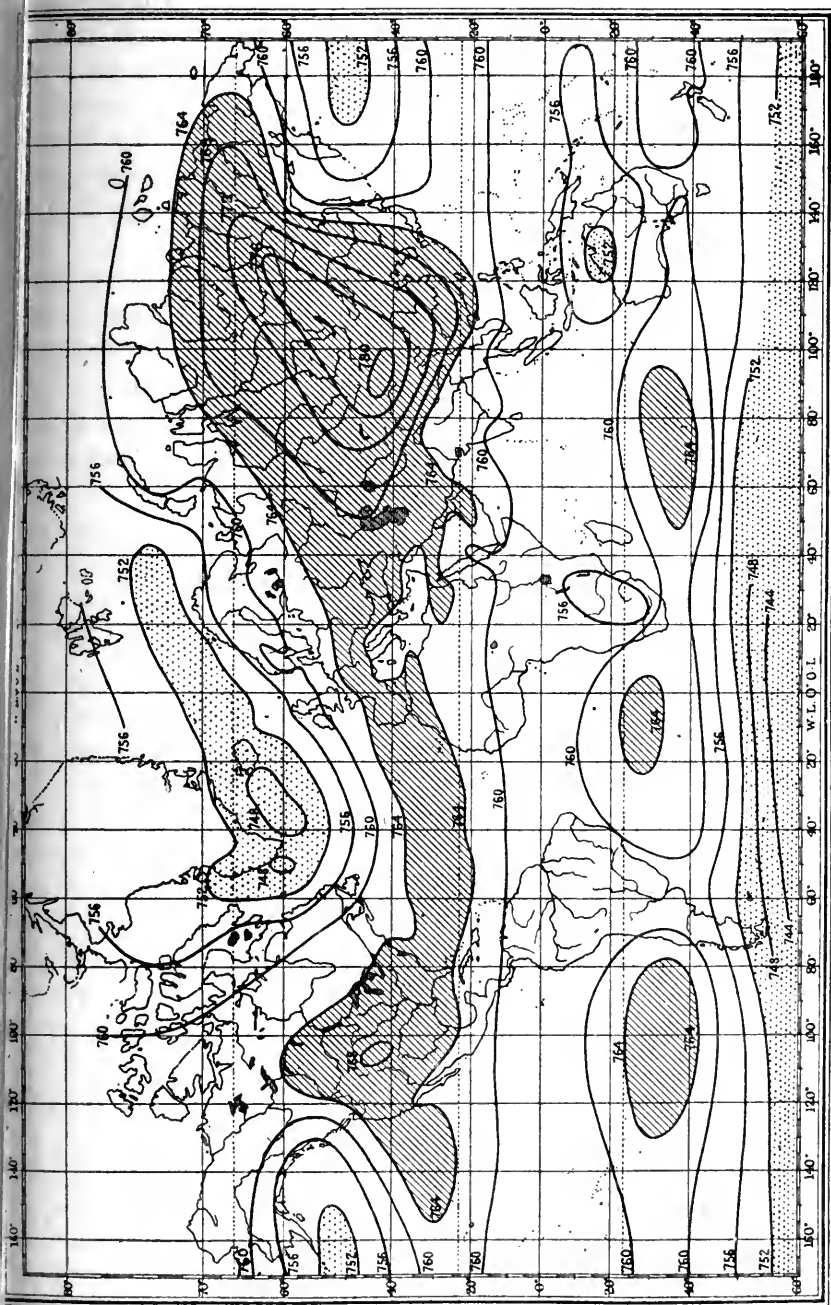


Fig. 187. Januar-Isobaren.



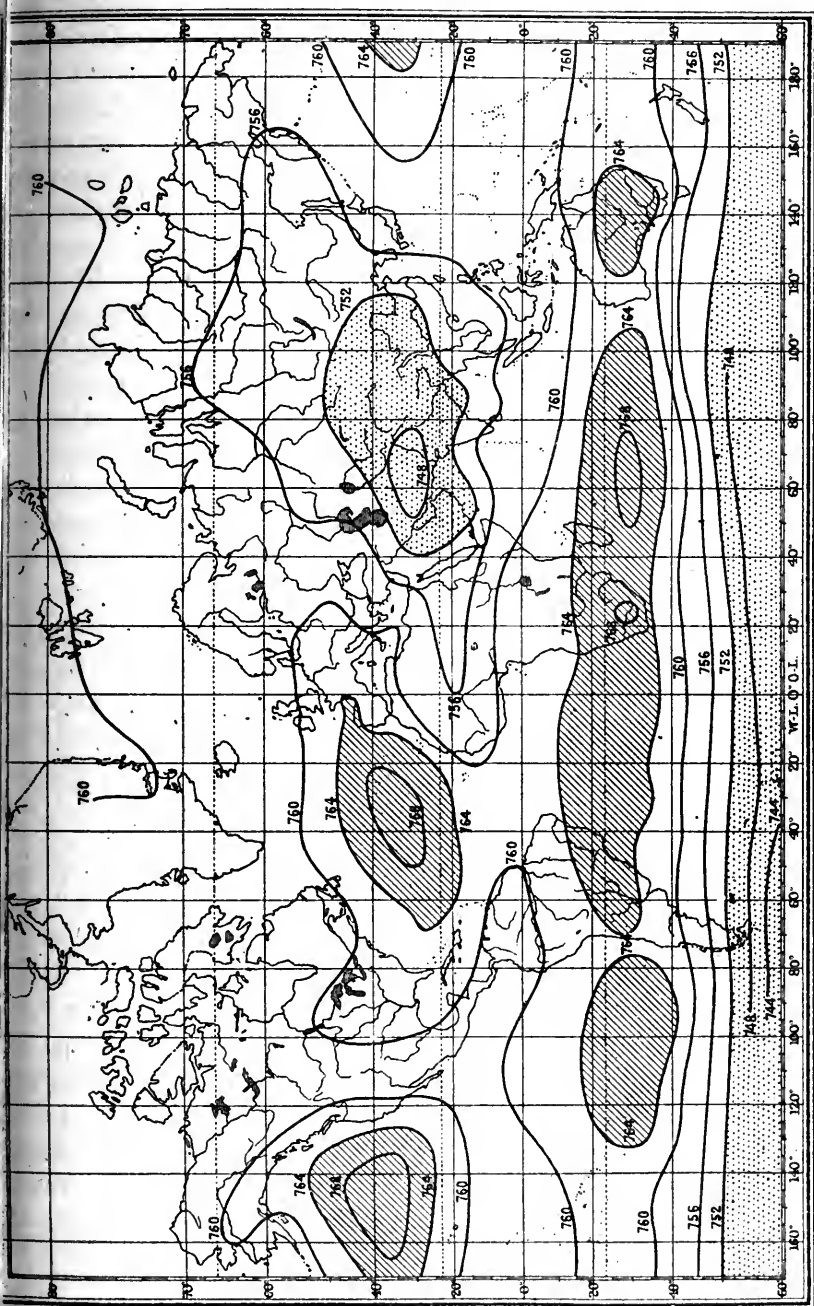


Fig. 188. Juli-Isobaren.















































zweites Minimum bei 3—4 Uhr N. M. Das Nachmittagsminimum beruht auf vertikalen Luftströmen, welche zur heissesten Tageszeit am kräftigsten entwickelt sind.

Die vertikalen Bewegungen der Luft bewirken, dass im Gebirge die Luft zur wärmsten Tageszeit am feuchtesten ist, zur kältesten dagegen am trockensten. Dies gilt für die absolute Feuchtigkeit, die relative Feuchtigkeit hat ein Maximum am Nachmittag (6 Uhr im Sommer, 2 Uhr im Winter auf Sonnblick), ein Minimum Vormittags (10 Uhr).

Über dem Ocean hat die absolute Feuchtigkeit ein Maximum kurz nach Mittag, ein Minimum um 4 Uhr V. M. Ungefähr dasselbe gilt für schneebedeckte Gegenden, nur fällt das Maximum etwa 3, das Minimum etwa 2 Stunden später.

Wie die Beobachtungen am Eiffelturm zeigen, nimmt die Schwankung der relativen Feuchtigkeit mit zunehmender Höhe ab. Das Minimum bleibt ungefähr konstant, das Maximum sinkt stark mit wachsender Höhe.

Wie leicht zu verstehen, ist die Schwankung der relativen Feuchtigkeit, ebenso wie diejenige der Temperatur, ausserordentlich viel grösser an heiteren Tagen wie an trüben.

## VIII. Wolken und Niederschlag.

Wasserkondensation. Wenn wasserdampfhaltige Luft abgekühlt wird, so kann der Wassergehalt höher werden als der Sättigung bei der betreffenden Temperatur entspricht. Die Temperatur, bei welcher diese Grenze überschritten wird, nennt man Taupunkt. Unter dem Taupunkt ist die Möglichkeit der Kondensation gegeben. Für den wirklichen Eintritt der Kondensation ist es sehr günstig, wenn Kerne oder Nuclei in der Luft vorhanden sind. Solche Kerne sind der in der Luft schwebende Staub, heruntersinkende Wassertröpfchen oder Eisnadeln oder endlich durch Kathodenstrahlen (Nordlicht) oder auf andere Weise ionisierte Luft.

Ein kleiner Tropfen hat nämlich eine bedeutend grössere Dampfspannung als eine ebene Wasserfläche. So z. B. kann man berechnen, dass die Dampfspannung einer Wasserkugel von 0,001 mm Durchmesser bei gewöhnlicher Temperatur um 0,12 Proz. grösser ist als diejenige einer flachen Wasseroberfläche. Die Dampfdruckerniedrigung wächst in geometrischer Progression, wenn die Krümmung (der inverse Wert des Tropfenradius) in arithmetischer Progression zunimmt. So z. B. ist die Dampfspannung über einem Tropfen von 0,00001 mm Durchmesser  $(1,0012)^{100} = 1,127$ , falls diejenige über einer flachen Oberfläche gleich 1 gesetzt wird.

Nach den Versuchen von H. Wilson tritt Kondensation auch in Luft ein, aus der man durch wiederholte Ausfällungen so weit wie möglich alle Kondensationskerne entfernt hat, sobald der Dampfgehalt 4—8 mal so gross ist wie derjenige gesättigter Luft.

Ausser diesen Kondensationskernen wirken auch verschiedene Dämpfe und Gase, wie Ozon, Dämpfe von Schwefelsäure und anderen starken Säuren, Phosphor u. s. w. auf Wasserdampf kondensierend ein.

Eine Übersättigung der Luft an Wasserdampf und danach folgende Kondensation kann durch folgende hauptsächliche Umstände eintreten.



















Cirrus oder Federwolken. Weisse, schattenlose, zarte Wolkenfasern, die häufig bandförmig angeordnet sind (Polarbänder).

Cirro-Stratus. Weisse Wolkenschleier, bisweilen faserig, bisweilen mehr diffus. Sie geben dem Himmel ein milchiges Aussehen. Die beiden Klassen sind Eiswolken.

Cirro-Cumulus, Schäfchenwolken. Flockenförmige, schattenlose weisse Wölken, in Gruppen oder Reihen geordnet.

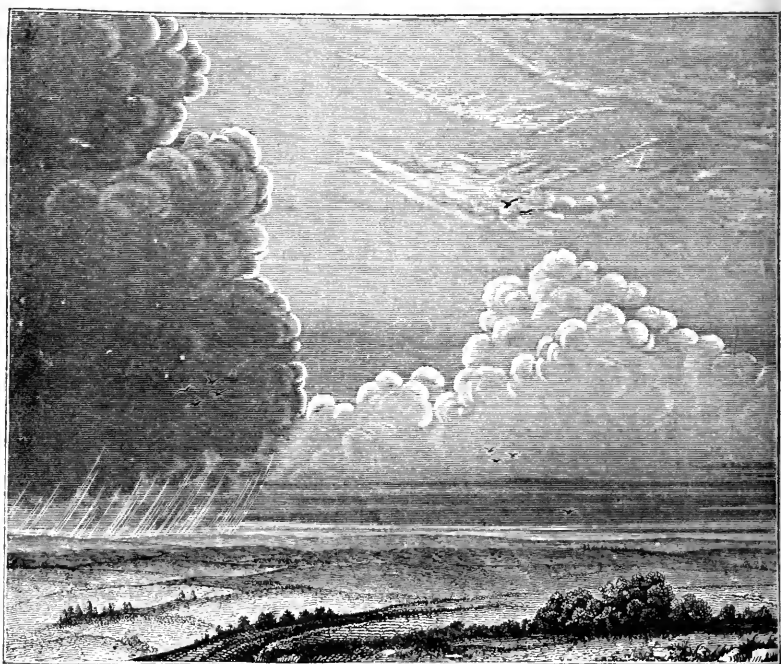


Fig. 195. Verschiedene Wolkenformen. Rechts oben Cirrus, darunter Cumulus, unter diesen wieder horizontale Streifen von Stratus-Wolken. Links Regenwolken, Nimbus.

Alto-Cumulus. Dickere und grössere in Gruppen angeordnete Wolkenballen, die Schatten werfen, häufig sehr dicht liegend, weiss oder weiss-gräulich.

Alto-Stratus. Hohe Schichtwolke. Grauer, bräunlicher bis bläulicher dichter Wolkenschleier, niemals faserig.

Strato-Cumulus. Dichte Ballen oder Rollen von Wolken, die











dann auch die Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des Wolkenteils ermitteln.

In neuerer Zeit nimmt man statt dessen häufig den betr. Wolkenteil mit zwei nach bestimmten Richtungen eingestellten Kameraen auf und bestimmt die Lage des Bildes auf den beiden Platten.

Die meisten solchen Messungen sind in Schweden (Upsala) und Amerika (Blue Hill bei Boston) ausgeführt worden. Sie führten zu folgenden Ergebnissen betreffs der mittleren Höhe folgender Wolkengattungen. Die Messungen gelten für den Sommer, und die Höhe ist in Metern über dem Beobachtungsort angegeben.

	Upsala	Boston
Cirrus . . . . .	8500 m	9900 m
Cirro-Stratus, hohe . .	9250	8750
„ niedrige . . . . .	5200	6480
Cirro-Cumulus . . . .	6400	7610
Alto-Cumulus, hohe . .	5700	6410
„ niedrige . . . . .	2750	3170
Strato-Cumulus . . . .	2060	2000
Cumulo-Nimbus, Gipfel	2670	
„ Basis . . . . .	1400	1200
Cumulus, Gipfel . . . .	2020	2180
„ Basis . . . . .	1390	1470
Nimbus . . . . .	1600	710
Stratus . . . . .	810	580

Die Cirro-Stratus- und Cumulo-Nimbus-Wolken haben sehr verschiedene Höhen, die sich um zwei Mittelwerte gruppieren. Dementsprechend sind diese beiden Wolkengattungen in zwei Unterabteilungen, hohe und niedrige, eingeteilt. (Gegen die Einteilung der Alto-Cumuli, die in allen Höhen zwischen 800 und 9000 m beobachtet sind, in hohe und niedrige hat jedoch Hann Einsprüche erhoben.)

Die Maximal- und Minimalwerte der Wolkenhöhen können ganz bedeutend von den Mittelwerten abweichen. So z. B. wechselte die Höhe der Strato-Cumuli zu Upsala zwischen 470 und 4400 m, diejenige der Cirri zwischen 3600 und 13400 m.

Abgesehen von den niedrigsten Wolkenformen, Nimbus und Stratus, liegen die Wolken nach den Messungen bei Boston etwas höher wie nach denjenigen von Upsala. Dies rührt daher, dass im Sommer die relative Feuchtigkeit in Upsala etwas grösser als in Blue Hill bei Boston ist.

Dieser Umstand giebt sich auch in der jährlichen Schwankung der Wolkenhöhen kund, indem die verschiedenen Wolkenarten im Sommer in Upsala im Mittel etwa 700 m, zu Blue Hill etwa 900 m höher wie im Winter liegen. Am grössten ist der Unterschied für Cirrus-Wolken (1200 bzw. 1900 m), am geringsten für Alto-Cumuli (200 m).

Auch eine tägliche Schwankung der Wolkenhöhe, welche mit der relativen Feuchtigkeit zusammenhängt, tritt sehr deutlich hervor, indem diese Höhe während des Tages zunimmt, und am Abend und in der Nacht wieder abnimmt. Diese Änderung geht aus folgender Tabelle hervor.

	Mittlere Höhe der Wolke um		
	8 Uhr V. M.	1 Uhr N. M.	7 Uhr N. M.
Cirrus . . .	8700	8760	9500
Cirro-Cumulus	6020	6570	6230
Alto-Cumulus.	3780	4260	4000
Nimbus . . .	1180	1550	2160

Ferner nimmt die Mächtigkeit (Gipfel-Basis) der Cumulus-Wolken am Vormittag zu, bis zu einem Maximum kurz nach Mittag (etwa um 1 Uhr) und nimmt dann ab. So wurde diese Mächtigkeit um 8 Uhr V. M. zu 210 m, um 12 Uhr und 2 Uhr N. M. zu 570 bzw. 540 m und um 5 Uhr N. M. zu 60 m im Mittel geschätzt.

Die Kondensation des Wasserdampfes findet hauptsächlich in zwei verschiedenen Höhenlagen statt, von welchen die niedrigere durch die Cumuli, die höhere durch Cirri und Cirro-Strati charakterisiert ist. Dies hängt mit der Bildungsweise der Wolken zusammen, indem die Cumuli als Produkte einer ersten, die Cirri und Cirro-Strati als Produkte einer zweiten Kondensation angesehen werden können.

Die Messungen des nordamerikanischen Wetter-Bureaus über die prozentische Verteilung der Wolken in verschiedenen Höhen ergaben folgende Resultate:

Höhe . . .	0—1200	—2800	—4400	—6000	—7600	—9200	—10800	—12400	—14000 m
Proz. Wolken	4,0	21,8	11,5	8,0	7,6	12,8	18,9	10,0	5,4

Wolken von mehr als 15 km Höhe werden nur selten beobachtet. Die Wasserdampfmenngen in dieser Höhe sind so verschwindend gering (vgl. S. 626), dass man keine merkliche Kondensationen zu erwarten hat. Jedoch sind unter günstigen Beleuchtungs-Verhältnissen „leuchtende Nachtwolken“ von Jesse, Mohn und anderen beobachtet worden, deren Höhe bis gegen 100 km oder mehr emporreichte (vgl. S. 580).

Die Geschwindigkeit der Wolken ist sehr nahe derjenigen der









Tropfen können nicht beobachtet werden, und in der Natur kommen wohl immer Kondensationskerne vor, die Tropfenbildung bei geringer Übersättigung herbeiführen, wobei auch die Tropfen grösser sind. Boscovich hat aus den Beugungserscheinungen in dem durch einen Dampfstrahl hindurchgegangenen Licht berechnet, dass darin Tropfen von 1–2  $\mu$  vorkommen. In der Nähe der kleinen Tropfen ist der Dampfdruck grösser als in der Nähe der grossen, deshalb destilliert Wasser hinüber und die grossen Tropfen wachsen auf Kosten der kleinen.

R. v. Helmholtz hat einen interessanten Versuch gemacht. Wenn man auf eine Glasplatte atmet, auf welcher ein paar grössere Wassertropfen liegen, so bedeckt sie sich mit einem Anflug, welcher in der Nähe der grossen Tropfen bald verschwindet, sodass dieselben von einem klaren Rand umgeben sind. Die kleinen Hauchtröpfchen sind in der Nähe der grossen Tropfen zu diesen hinüberdestilliert.

Wenn der Durchmesser der Tröpfchen gegen 0,1 mm oder mehr erreicht, ist jedenfalls der Unterschied in ihrer Dampfspannung zu unbedeutend, um eine nennenswerte Destillation herbeiführen zu können. Trotzdem sind die Regentropfen viele Male grösser als die Nebeltropfen, deren mittlere Grösse auf 0,02 mm Durchmesser geschätzt worden ist. Dies beruht ohne Zweifel auf einem rein mechanischen Zusammenfliessen der Nebeltropfen beim Herunterfallen. Im Gebirge beobachtet man häufig, wie ein am Fusse des Berges heftiger Regen höher hinauf durch feinen Regen und noch höher durch einen Nebel ersetzt wird, aus dem langsam mikroskopische Tropfen herausfallen.

Man hat schon lange (Kant) vermutet, dass elektrische Entladungen bei dem Zusammenfliessen der Wassertropfen eine grosse Rolle spielen. Ein fallender Wasserstrahl, der sich in Tropfen auflöst, hält bis zu einem tieferen Punkte zusammen, wenn man ihm eine geriebene Siegelackstange nähert (Rayleigh). R. v. Helmholtz, Richarz, Aitken, Shelford Bidwell, Barus u. a. haben eine ähnliche Erscheinung studiert. Ein Dampfstrahl wird undurchsichtiger und dadurch eine längere Strecke sichtbar, sobald er elektrischen Ausströmungen ausgesetzt wird, was auf eine kondensierende Einwirkung hindeutet. Es scheint jedoch, dass die elektrische Ladung nicht selbst wirksam ist, sondern die durch ihre Ausströmung in die Luft entstehenden Produkte. Luft, in welche die Elektrizität ausgeströmt ist, kann nämlich lange Strecken durch Röhren geleitet werden, ohne die kondensierende Eigenschaft zu verlieren. Ähnliche Eigenschaften zeigt Luft, welche mit Röntgen- oder Kathodenstrahlen durchstrahlt ist. Man nimmt von solcher Luft

an, dass sie positive und negative Ionen enthält. Diese können in einem elektrostatischen Feld voneinander getrennt werden. Es zeigt sich dabei nach Wilson, dass die negativen Ionen eine bedeutend stärker kondensierende Eigenschaft besitzen als die positiven. Mit Sonnenlicht beleuchtete Luft zeigte diese Eigentümlichkeit nicht. Lenard fand bei Untersuchung des Niederschlages in ultraviolett bestrahlter Luft keine Eigenladung desselben.

Physikalische und chemische Eigenschaften der Regentropfen. Die Grösse der Regentropfen ist sehr verschieden je nach den äusseren Umständen. Je dichter und mächtiger die regengebenden Wolken sind, um so grösser werden sie im allgemeinen. Die Mächtigkeit der Wolken hängt aber von der Wasserdampfmenge in der Luft ab, und die Regentropfen wachsen deshalb im allgemeinen mit der Lufttemperatur, sodass die grössten Tropfen in den Tropen vorkommen. Die Tropfen können jedoch eine gewisse Grösse wegen des Luftwiderstandes beim Herunterfallen nicht überschreiten. Lässt man nämlich grössere Wassermassen als von etwa 0,2 g Gewicht durch die Luft fallen, so lösen sie sich in kleinere Tropfen auf (Wiesner; nach Ritter ist das Maximalgewicht 0,14 g). Danaeh dürften Regentropfen von grösserem Durchmesser als etwa 7 mm nicht vorkommen. Die Tropfen bei Platzregen erreichen einen Durchmesser von etwa 5 mm, bei gewöhnlichem Regen 2—4 mm und bei feinem Regen, wie Nebelregen, noch weniger.

Bei einem Gewitter bemerkt man leicht, dass die zuerst fallenden, gewöhnlich spärlichen Tropfen sehr gross sind und kleinere ihnen folgen, bis der eigentliche Regenschauer aus ziemlich gleichmässigen Tropfen besteht. Dass die grössten Tropfen zuerst hinunter kommen, ist eine Folge des Luftwiderstandes (vgl. S. 641).

Die Regentropfen haben, wegen ihrer Herkunft aus höheren kühlen Luftschichten, im allgemeinen eine niedrigere Temperatur als die Luft an der Erdoberfläche. Passerini in Florenz fand, dass im Juni—Sept. der Regen um  $3,1^{\circ}$ , im Mai und Okt.—Nov. um  $1,1^{\circ}$  kälter als die Luft am Erdboden war. Dies hängt mit der starken Abnahme der Lufttemperatur nach oben an Sommertagen und der grossen Höhe der Wolken zu dieser Zeit zusammen.

Die Herkunft der Regenwolken spielt dabei auch eine Rolle, indem nach Breitenlohner die in Lobositz (Böhmen) aus dem Südwestquadranten stammenden Gewitterwolken eine Regentemperatur von nur  $0,8^{\circ}$  C. unter der Lufttemperatur am Erdboden, diejenigen von N., NE und NW dagegen  $3^{\circ}$  C. unter derselben zeigten.

Bisweilen kann der Regen wärmer sein als die niedere Luft und der Boden. In diesem Fall entsteht auf gefrorenem Boden Glatteis (vgl. S. 638).

Der Regen und der Schnee nehmen alle Körper, die in der Luft schweben, auf. An der Meeresküste enthält der Regen Spuren von Salzen aus dem Meerwasser, welches als Wellenschaum der Luft Tröpfchen abgegeben hat. In der Nähe von Fabrikstädten enthält der Niederschlag Schwefelsäure, die bei der Verbrennung von kieshaltigen Kohlen entstanden ist. Ausserdem schleppt der Niederschlag alle Arten von Staub mit sich, darunter allerlei Mikroorganismen, wie Bakterien, Pilzsporen u. s. w. Aus diesem Grunde ist das Regenwasser nicht als Trinkwasser zu empfehlen. Bisweilen fällt mit dem Regen der gelbe Pollen blühender Nadelhölzer, er wird dann Schwefelregen genannt.

Ausser diesen festen oder gelösten Bestandteilen enthält der Regen alle atmosphärischen Gase aufgelöst.

Unter diesen Gasen ist das Ammoniak das wichtigste wegen seiner landwirtschaftlichen Bedeutung. Ausser Ammoniak enthält der Niederschlag auch normal einige andere für die Landwirtschaft wichtige Stickstoffverbindungen, Nitrit und Nitrat von Ammoniak. Ammoniak, sowie seine Verbindungen, entsteht unter Einwirkung von stillen elektrischen Entladungen (zufolge des luftelektrischen Potentialfalles) in der Luft. Der Ammoniakgehalt des Regens ist etwa doppelt so gross im Januar wie im Juli (3,7 bzw. 1,5 mg pr. Liter in der Nähe von Paris, das Mittel ist 2,0 mg). Durch Niederschlag wird bei Paris dem Boden jährlich pro  $\text{m}^2$  1,04 g Ammoniak-Stickstoff und 0,4 g Nitrat- und Nitritstickstoff zugeführt. Die Stickstoffzufuhr zum Boden ist in England (Rothamsted) und auf dem Lande in Frankreich nur etwa zwei Drittel so gross.

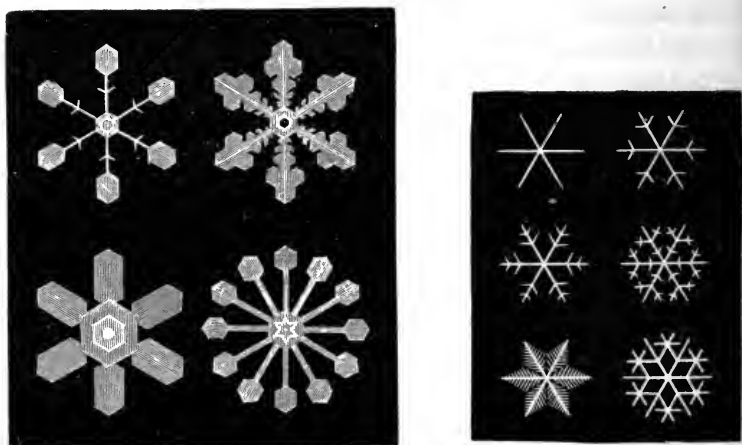
Für Belgien haben Petermann und Graftiau sowie Spring sehr eingehende Untersuchungen ausgeführt.

Zu Gembloux enthält der Regen 1,41 mg Stickstoff pr. Liter, einer Stickstoffzufuhr von 1,03 g pr.  $\text{m}^2$  und Jahr entsprechend. Das Verhältnis vom Stickstoff im Ammoniak zum Stickstoff in Nitraten oder Nitriten kann sehr stark veränderlich sein (von 1,5:1 bis zu 15:1), im Mittel ist es ungefähr 3:1. Für die deutschen Stationen sind sehr variable Verhältnisse gefunden. Die Beobachtungen von Regenwalde 1864—1867 geben im Mittel 2,06 mg  $\text{NH}_3$ -Stickstoff und 0,61 mg sauerstoffgebundenen Stickstoff pr. Liter Regen, einer jährlichen Zufuhr von 1,56 g Stickstoff pr.  $\text{m}^2$  zum Boden entsprechend. Beobachtungen in Florenz (1870—1872) ergaben



herum. Obgleich ein Fall beobachtet worden ist (im oberen Engadina am 9. Juni 1829), dass Schnee bei einer Temperatur von  $+10,9^{\circ}$  C. fiel, kann man behaupten, dass Schneefälle nur in äusserst seltenen Ausnahmefällen bei Lufttemperaturen oberhalb  $3^{\circ}$  vorkommen. Sie können dagegen bis zu Temperaturen von unter  $-40^{\circ}$  C. beobachtet werden, wenn sie auch unter solchen Umständen sehr wenig ergiebig sind.

Wegen der Verästelungen der Schneeflocken legt sich die Schneedecke sehr locker. Die Menge des gefallenen Schnees wird als Höhe der Wassermenge angegeben, welche beim Auftauen der Schneemasse entstehen würde. Die Höhe des frisch gefallenen Schnees ist im Mittel



Figg. 196 und 197. Schneekristalle.

etwa 10 mal grösser als diese Wasserhöhe. Diese Zahl kann zwischen sehr weiten Grenzen schwanken (7—30). Alter Schnee, der zusammengesintert ist, liegt viel dichter. So ist die obengenannte Zahl („spezifische Schneehöhe“) des 1 Monat alten Schnees im Gebirge etwa 3, des 6—9 Monate alten und des Firnschnees etwa 2. Sie sinkt zuletzt für die Gletscher auf 1,1—1,15.

Starker Wind kann auch den frischgefallenen Schnee bedeutend zusammendrücken.

Ganz anders wie der aus dünnen Ästchen bestehende Schnee verhält sich der Graupel, welcher aus runden, schneeweissen Körnern besteht, deren Undurchsichtigkeit auf einer grossen Menge von Luftbläschen beruht. Die Einzelkörner, welche einen Durchmesser von 1 bis 3,

elten 5 mm besitzen, sind wegen der Luftbläschen bröckelig und können zwischen den Nägeln leicht zerquetscht werden. Die Luftbläschen deuten darauf hin, dass die Graupelkörner aus zusammengesinterten Eiskrystallen oder aus Regentropfchen entstanden, welche schnell gefroren sind, wobei die absorbierten Gase als Bläschen ausgeschieden wurden.

Von besonderem Interesse sind die Hagelkörner, welche bisweilen grosse Schäden anrichten, besonders sind einige Länder vorzugsweise von ihnen heimgesucht — unter anderen Steiermark und Kärnthen. Sie bestehen aus einem graupelkornähnlichen Kern, um welchen konzentrische Eisschichten von verschiedener Beschaffenheit gelagert sind. Die Hagelwetter sind eine spezielle Form von Gewittererscheinungen, weshalb wir später auf dieselben zurückkommen werden.

Die Grösse der Niederschlagsmenge. Zur Messung des Niederschlags stellt man einen Blechtrichter auf, der oben in einem niederen cylindrischen Ring von gemessenem kreisförmigem Durchschnitt endet. Unter dem Trichter steht ein Auffangegefäss, gewöhnlich ein graduierter Glaszylinder. Dieser Apparat, Regenmesser oder Pluviometer genannt, wird mit seinem Ring ganz horizontal auf einer von Gebäuden, Mauern, Bäumen und anderen in die Höhe ragenden Gegenständen ziemlich entfernten Stelle, sodass der Niederschlag nicht von diesen Gegenständen aufgefangen werden kann, in einer Höhe von 1 bis 1,5 m über dem Boden aufgestellt. Man verlangt auch, dass der Regenmesser eine gegen heftige Winde geschützte Lage besitzt.

Man fand schon früh, dass die von dem Regenmesser aufgesammelte Regen- und noch mehr die Schneemenge um so geringer wird, je höher der Regenmesser aufgestellt ist. So fiel in dem Garten von Leberden, der diese Eigentümlichkeit zuerst wahrnahm, in einem Jahre (1766—1767) 574 mm, auf dem Dache seines Hauses 461 mm und auf dem Dachfirst des nahegelegenen Westmünsters Abbey nur 307 mm. Diese Beobachtung wurde an verschiedenen Stellen mit gleichem Ergebnis wiederholt.

Diese Zunahme der Regenmenge gegen den Boden hin, welche man zuerst einer Kondensation von Wasserdampf auf den fallenden Regentropfen zuschrieb (Dove), ist nur scheinbar. Über dem Regenmesser bildet sich zufolge seines Widerstandes gegen die Luftbewegung ein Wirbel, um welchen herum die Windgeschwindigkeit vergrössert wird. Auf diese Weise werden die leichten Regentropfen und noch mehr die Schneeflocken zum grossen Teil von dem heftigen Windzug um den Wirbel herum mitgerissen und verhindert, in den Regenmesser zu fallen.



höhe pro Minute gemessen wird, vielen Regengüssen von kurzer Dauer nach, bei welchen bisweilen 5, ja sogar 10 mm Regen pro Minute (Rumänien, 45° 10' n. Br., 24° 41' E. L. 7. Juli 1889) gefallen sind. Besonders in Amerika kommen solche heftige Regengüsse nicht selten vor. Diese schweren Regengüsse sind häufig rein lokaler Natur und treten über der stark erhitzten Niederung am Nachmittag der heissen Sommerage auf. Dagegen sind die tagelangen ergiebigen Regen meist in den Gebirgsgegenden anzutreffen, wie die vorhin gegebenen Beispiele zeigen, und sie ergiessen sich über grosse Flächen.

Die Menge flüssigen Wassers in einer Wolke ist zuerst von den Brüdern Schlagintweit bestimmt worden. Man saugte dabei eine bestimmte Menge Wolkenluft durch ein chemisches Hygrometer und korrigierte den so gefundenen Wert für den Dampfgehalt, der unter Annahme von Sättigung ermittelt wurde. Diese Methode giebt zu niedrige Werte, weil die Wassertröpfchen (nach F. Exner) an der Einsaugeröhre vorbei fliegen. Vermeidet man diesen Fehler, so erhält man höhere Werte. V. Konrad fand auf dem Schafberg bei Wien, dass in einem Nebel mit 30—40 Schritt Sehweite 3,0 g Wasser pro m<sup>3</sup> enthalten waren. Sank die Sehweite auf 26 Schritt, so war die Wassermenge 4,4 g pro m<sup>3</sup>. Man kann wohl daher annehmen, dass in einer dichten Cumuluswolke höchstens 10 g Wassertropfen pro m<sup>3</sup> vorhanden sind. Diese Zahl dürfte vielleicht in den Tropen überschritten werden, wogegen sie ohne Zweifel für höhere Breiten viel zu gross ist. Wenn die Tröpfchen, wie oben angenommen wurde, einen Durchmesser von 0,02 mm besitzen, so enthält 1 m<sup>3</sup> Wolke von 4,4 g Wassergehalt 1050 Millionen solche Tröpfchen, deren gegenseitige Entfernung demnach etwa 1 mm ist, d. h. 50 mal den Durchmesser übersteigt.

Aus diesen Messungen geht hervor, dass auch eine 5 km mächtige Wolkenbank von der grössten oben angenommenen Dichtigkeit nicht mehr als 50 mm Niederschlag geben könnte. Die ergiebigsten Regengüsse müssen demnach von lange andauernden aufsteigenden Bewegungen feuchter Luftmassen herrühren.

Solche aufsteigende Bewegungen von grossem Umfang sind in den äquatorialen Gegenden beständig, wo sich deshalb ausserordentlich intensive Regen zeigen. Ferner kommen starke aufsteigende Luftbewegungen in Gebirgen vor. Dieselben zeichnen sich auch durch starken Niederschlag aus, und detaillierte Karten über die Regenmenge haben deshalb grosse Ähnlichkeit mit Höhenkarten. Die Regenmenge steigt im allgemeinen mit der Meereshöhe, aber nur bis zu einer be-

stimmten Grenze, wo wegen der stark abnehmenden Temperatur auch der Niederschlag abzunehmen anfängt. Das Maximum fällt im Himalaya auf etwa 1300 m Höhe, in den Bergen von Java auf 1000 m und in dem englisch-indischen Seedistrikt auf nur 500 m Höhe.

Falls die Gebirgskette eine sehr hohe Temperatur, verglichen mit den vorbeistreichenden Luftmassen, besitzt, kann sie ihnen so viel Wärme abgeben, dass sie den Taupunkt nicht erreichen. Der Regen bleibt in solchen Fällen aus, wovon Spanien und Algerien Beispiele darbieten.

Etwas Ähnlichkeit mit den Gebirgen zeigen die Küstenzonen. Die Winde vom Meere werden daselbst durch Reibung aufgestaut und geben ihre Feuchtigkeit ab. In beiden Fällen hängt sehr viel von der Richtung des Windes ab. So z. B. gilt, was oben von den Bergen gesagt wurde nur von der Windseite. Auf der Leeseite herrscht dagegen Trockenheit.

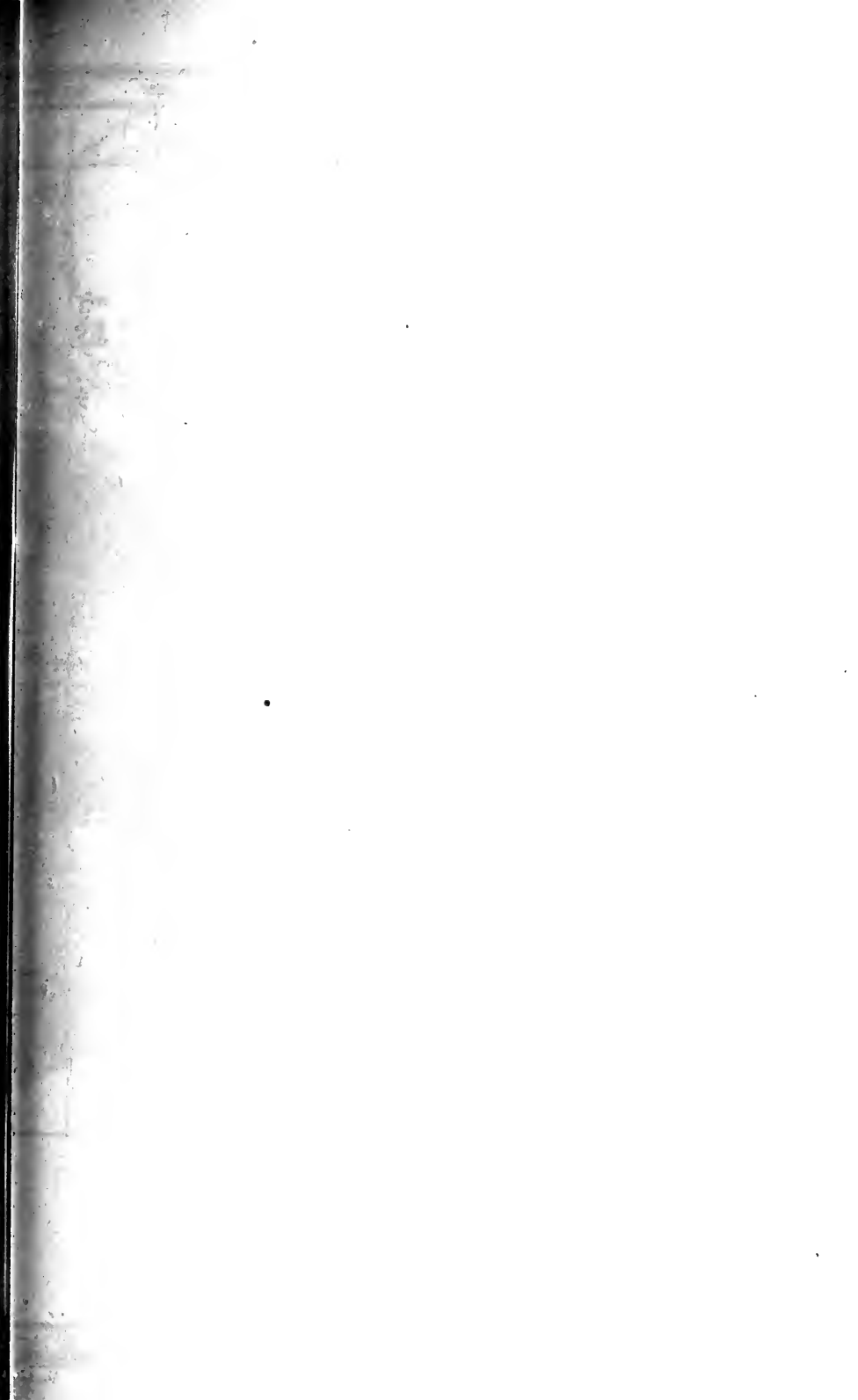
Dieser Unterschied ist im Winter, bei dem niedrigen Gang der Wolken, viel grösser als im Sommer.

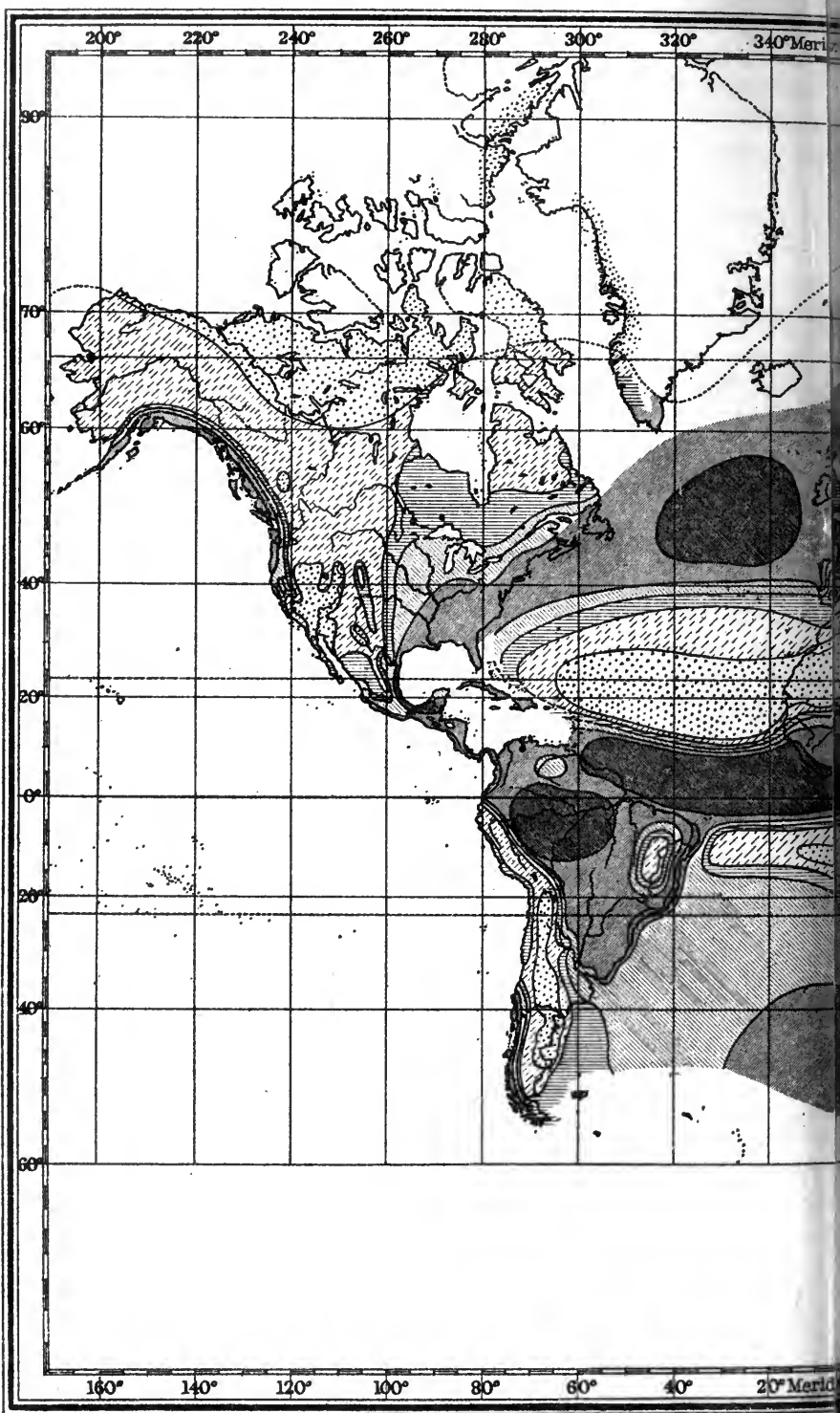
Die grossen Luftwirbel bieten einen anderen Fall von langdauernden aufsteigenden Luftströmen. Dieselben führen auch Regen mit. Die Gegenden, wo diese Cyklone ihre grossen Zugstrassen haben, weisen deshalb grosse Niederschlagsmengen auf. Dies ist z. B. der Fall für die britische und die norwegische Westküste, sowie für das Gebiet der grossen Seen in Nordamerika.

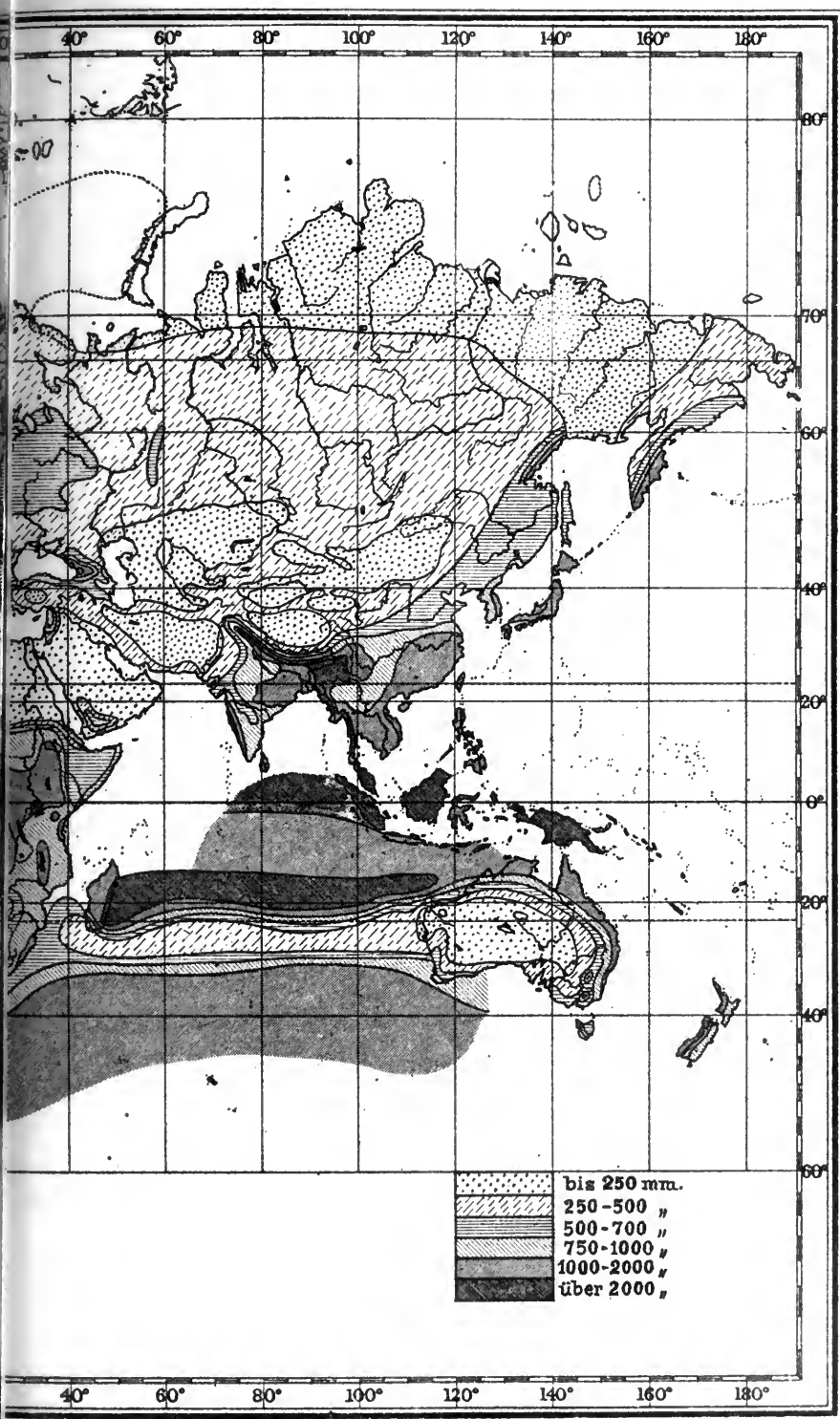
Die von Süden kommenden Winde führen im allgemeinen wegen ihrer hohen Temperatur und damit folgender Feuchtigkeit Regen mit. Dagegen sind die Nordwinde durch Kälte und Mangel an Regen ausgezeichnet. Dies gilt für den Nordteil der Erde; für den Südteil ist es umgekehrt.

Im Winter fliesst der Wind vom Kontinent zum Meer, im Sommer umgekehrt. Die erstgenannten Winde steigen herab, die zweitgenannten hinauf. Deshalb besitzen die grossen Kontinente im Sommer im allgemeinen eine Regenzeit, im Winter eine trockne Zeit. Dies ist z. B. der Fall für das indische Monsungebiet.

Die Verteilung des Niederschlages auf der Erde. Zahlreiche Beispiele der oben angeführten Sätze findet man in den Karten, welche die Niederschlagsmenge in den verschiedenen Weltteilen angeben (Tafel II). Die grössten Regenmengen in Europa kommen an der Nordwestküste Englands (Cumberland) vor, wo am Styhead-Pass (490 m Höhe) 4310 mm, zu Seathwaite (129 m) 3430 mm pro Jahr beobachtet wurden. Auch die Westküste von Schottland zeigt hohe Werte,









Die Ben Nevis (1343 m) 3800 mm und Glencoe (160 m) 3240 mm. Diese Stellen, ebenso wie die norwegischen Küstenstationen (Florö, 940 mm, Bergen 1850 mm) erhalten ihren Niederschlag vom Golfstrom. Noch grössere Regenmengen fallen in einigen Teilen Südeuropas, wie in Crkvice (hinter Cattaro) 4360 mm; auf der Südseite des Krainer Schneebirgs (Henneburg) fallen noch 3190 mm jährlich. In dem portugiesischen Gebirge (Serra da Estrella) hat man 2970 mm beobachtet. In Mitteleuropa wechselt die Niederschlagsmenge zwischen 500 und 1000 mm jährlich (Gebirgsggenden ausgenommen).

Die grösste beobachtete Regenmenge kommt Cherrapundji in Assam mit 11790 mm zu (1250 m). In der nächstliegenden Niederung erreicht die Niederschlagsmenge nicht mehr als den vierten Teil dieses Betrages 34 Proz. der Regenmenge zu Cherrapundji fällt im Sommer, Juni—Aug., nur 1,2 Proz. im Nov.—Febr.). Grosse Regenmengen (5000—7000 mm) zeigen auch andere Stationen im indischen Monsunengebiet und an der Westküste Hinterindiens. Auch das ostindische Archipel weist grosse Regenmengen auf (z. B. Batavia 4350 mm), ebenso Neu-Guinea.

Die zweitgrösste Regenmenge auf der Erde ist am Südwestfuss des Kamerun Piks mit 9460 mm beobachtet worden. Sierra Leone und Kamerun haben 4300 und 4160 mm.

Die Inseln im Stillen Ocean besitzen auch reichlichen Niederschlag, wie die Fidschiinseln (Quara Walu) 6280 mm, Samoa (Utu mapu) 4430 mm.

Andererseits giebt es Gegenden, wo Regen äusserst selten sind, obgleich sie wohl nirgendwo vollkommen ausbleiben. Diese Gegenden sind durch Wüstennatur charakterisiert. Dasselbst beobachtet man nicht selten, dass Regen fällt, bisweilen unter Gewittererscheinungen, in der trockenen Luft aber verdunstet, bevor er den Boden erreicht. In dem Polargebiet giebt es manche Gegenden, wo die Niederschlagsmenge nur 100—200 mm pro Jahr erreicht. Trotzdem können sie nicht als trocken bezeichnet werden, da zufolge der niederen Temperatur die Verdunstung im selben Maassstab wie die Niederschlagsmenge herabgesetzt ist.

Der meiste Regen stammt vom Ocean. Ebensoviel Niederschlag muss von diesem zum Festland transportiert werden, wie Wasser durch die Flüsse zum Ocean zurückbefördert wird (vgl. S. 429).

John Murray hat versucht, den mittleren Regenfall für die ver-







## IX. Die Winde.

Richtung und Stärke der Winde. Die Windrichtung wird nach der Weltgegend bezeichnet, von der der Wind zum Beobachter strömt.

Die Windrichtung wird von der Windfahne angegeben, welche, um gute Resultate zu geben, sich um ihren Schwerpunkt drehen muss. Ihre Achse, die genau vertikal stehen muss, ist häufig in ein darunterliegendes Zimmer verlängert, wo ein Zeiger auf einer Scheibe die Windrichtung zeigt. Offenbar kann diese Achse leicht mit einer Vorrichtung zur Registrierung der Windrichtung verbunden werden. Die Windfahne muss auf einem frei gelegenen Platze aufgestellt sein.

Auf der See wird die Windrichtung, welche durch die Eigenbewegung des Schiffes nicht direkt auf der Windfahne abgelesen werden kann, durch Korrektion für diese Bewegung berichtigt. Die Korrektion wird ganz einfach so ausgeführt, dass zu der scheinbaren Windgeschwindigkeit, deren Richtung angegeben ist, die Geschwindigkeit der Bewegung des Schiffes nach dem Gesetz des Kraftparallelogrammes hinzugefügt wird. Ist also die auf der Windfahne abgelesene scheinbare Windgeschwindigkeit durch die Länge von  $OW$  (Fig. 198) und ihre Richtung diejenige von  $O$  nach  $W$ , und stellt in ebenderselben Weise  $OS$  die Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung des Schiffes dar, so giebt die Resultante  $OR$  dieser beiden Komponenten  $OW$  und  $OS$  die wirkliche Windgeschwindigkeit und Windrichtung an.

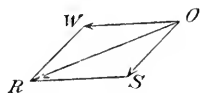


Fig. 198.

Die Windgeschwindigkeit kann teils direkt mit dem Robinsonschen Schalen-Anemometer, teils indirekt durch ihre Druckwirkung gemessen werden.

Das Robinsonsche Anemometer besteht aus einem horizontalen, an einer vertikalen Achse  $AB$  befestigten Kreuz, an dessen vier Armen hohle Halbkugeln angebracht sind, wie Fig. 199 andeutet. Der Wind

drückt immer stärker auf die konkave als auf die konvexe Fläche der Schale. Die Schalen drehen sich deshalb immer in derselben Richtung mit der konvexen Seite voran. Die Geschwindigkeit der Schalen ist geringer als die Windgeschwindigkeit und zwar etwa 2,5 bis 3 mal je nach den Umständen. Dieser Korrektionsfaktor des Anemometers wird in bestimmten Central-Anstalten (z. B. in der Seewarte zu Hamburg) in der Weise bestimmt, dass das Anemometer an einem langen

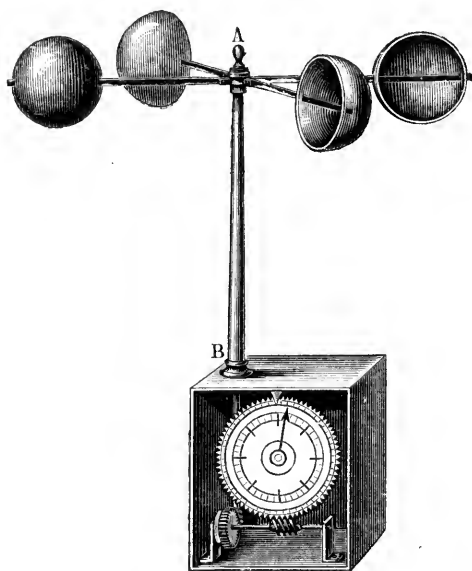


Fig. 199.

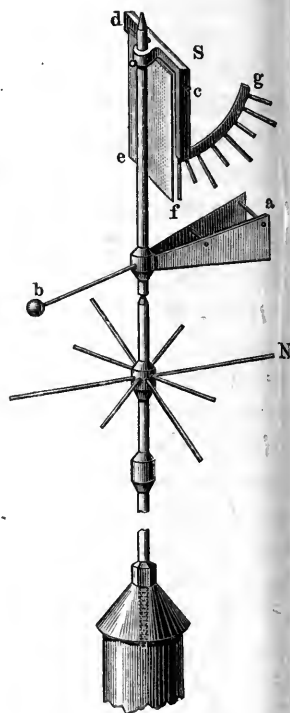


Fig. 200.

Arm befestigt wird, der dann mit verschiedenen bestimmten Geschwindigkeiten gedreht wird. Der Korrektionsfaktor ist im allgemeinen etwas mit der Windgeschwindigkeit veränderlich. Unter einer bestimmten Windgeschwindigkeit dreht sich das Anemometer überhaupt nicht. Die Anemometer haben häufig den Fehler, dass sie zu schwer und daher zu träg sind. Man konstruiert sie deshalb jetzt häufig in kleineren Dimensionen. Es gelang Langley mit Hilfe solcher äusserst leichter Anemometer zu beweisen, dass der Wind in der Nähe der Erdoberfläche gewöhnlich nicht stetig ist, sondern aus einer Unmasse

von kleinen Windstößen (die vielleicht von Wirbelbewegungen herrühren) zusammengesetzt ist.

Die Achse des Anemometers ist mit einem Zählerwerk verbunden, welches die vom Winde in einer bestimmten Zeit durchlaufene Strecke angiebt.

Eine andere Methode die Windstärke zu messen besteht darin, dass man eine leichte, um eine horizontale Achse drehbare Platte *c d e f* (Fig. 200) dem Anlaufe des Windes aussetzt. Damit die Drehungsachse der Platte immer auf der Windrichtung senkrecht steht, ist sie an einer Windfahnenstange senkrecht zur Fahnenrichtung *ab* befestigt. Diese Platte kann entweder durch Drehung um die Achse *cd* gehoben werden, wobei der Winddruck aus dem Ausschlagswinkel auf einer Skala bei *g* gemessen wird, oder die Platte drückt gegen eine Feder, wobei der Druck direkt aus der Deformation der Feder abgelesen wird. Diese Platten sind ziemlich unpraktisch, indem die für schwache Winde eingerichteten durch ihre Empfindlichkeit zur Messung starker Winde nicht taugen. Man muss deshalb mit zwei oder mehreren solchen Platten-Anemometern ausgerüstet sein.

Das Verhältnis zwischen Windgeschwindigkeit und Winddruck ist von Langley u. a. experimentell untersucht worden. Er prüfte ein Platten-Anemometer in ungefähr derselben Weise wie oben die Prüfung der Robinsonschen Anemometer angegeben ist. Er fand, dass für eine vertikale Platte, gegen welche der Wind senkrecht stiess, der Luftdruck *P* in g pro cm<sup>2</sup> bei 736 mm Druck und + 10° C. der Formel gehorcht:

$$P = 0,00870 V^2,$$

wo *V* die Windgeschwindigkeit in m pro Sek. bedeutet. Bei einer Windgeschwindigkeit von beispielsweise 10 m pro Sek. war der Druck 0,88 (ber. 0,87) g pro cm<sup>2</sup>. *V* wurde zwischen 5 und 30 m pro Sek. variiert.

War die Windrichtung nicht senkrecht zur Platte, sondern bildete sie damit einen Winkel  $\alpha$ , so zeigte sich eine Formel von Duchemin:

$$P_{\alpha} : P_{90} = \frac{2 \sin \alpha}{1 + \sin^2 \alpha}$$

als sehr nahe richtig. *P<sub>α</sub>* bedeutet den Druck senkrecht gegen die Platte von einem Winde, dessen Richtung den Winkel  $\alpha$  mit der Platte bildet (vgl. die folgende Tabelle).











Die starke Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe, welche aus den Eiffelturmbeobachtungen hervorgeht, ist nicht auf die niederen Luftschichten beschränkt, sondern erstreckt sich bis zu den Regionen der Cirruswolken. Nach den Geschwindigkeiten der Wolken zu urteilen, steigt die mittlere Geschwindigkeit des Windes (gleich derjenigen des Wolkenzuges angenommen) in 8–10 km Höhe auf nicht weniger als 30 m pro Sek.

Der Grund für diese in der Nähe der Erdoberfläche besonders schnelle Abnahme der Windstärke ist die starke Reibung zwischen der Luft und den Unebenheiten der Erdoberfläche. Deshalb ist auch der Wind auf dem Meer bedeutend kräftiger als auf dem Festland.

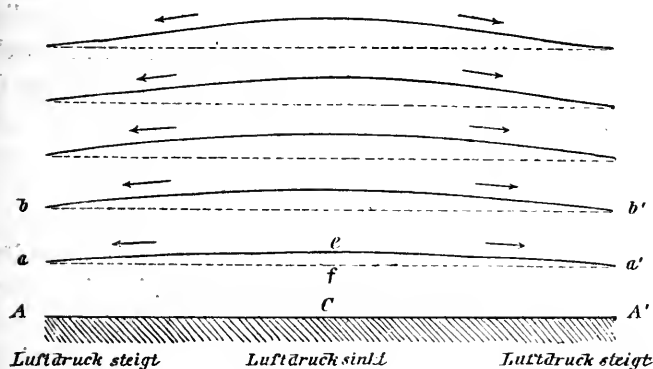


Fig. 203.

Damit hängt auch, wie wir weiter unten sehen werden, zusammen, dass die Windrichtung in höheren Luftschichten gegen die an der Erdoberfläche nach rechts gedreht ist. So z. B. liegt die Windrichtung am Eiffelturm im Mittel  $25^\circ$  rechts von der an der Erdoberfläche gleichzeitig vorhandenen. Wenn also diese im Mittel westlich ist, so weht der Wind am Eiffelturm im Mittel von WNW.

Die Ursache der Winde. Die Bewegungen der Luftmassen rühren von Druckkräften her, d. h. der Druck in derselben Horizontalschicht ist nicht überall gleich. Diese Druckdifferenzen hängen wiederum ursprünglich mit ungleichmässiger Erwärmung zusammen. Durch eine Erhöhung der Temperatur dehnen sich die Luftmassen aus und zwar um 0,367 Proz. des Volumens bei  $0^\circ$  für jeden Grad C. Nehmen wir z. B. an, eine Luftschicht werde bei C vom Boden erwärmt (Fig. 203). Die durch die gestrichelten Linien angedeuteten horizontalen

Luftschichten nehmen über  $C$  eine grössere Dicke an, so dass die Linien gleichen Druckes, welche vorhin durch die gestrichelten Linien dargestellt wurden, jetzt mehr wie die voll ausgezogenen Linien verlaufen. Es sei  $ef$  die maximale Erhebung der Isobarenfläche  $aa^1$  über  $C$ , so ist in  $f$  der Druck pro  $\text{cm}^2$  etwas höher als in  $a$  oder  $a^1$ , und zwar um so viel wie das Gewicht einer Luftsäule von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt und der Höhe  $ef$  beträgt. Diese Kraft, welche durch die Druckdifferenz pro  $\text{cm}^2$  in  $f$  und  $a^1$  gemessen wird, wirkt nun auf eine Luftsäule verschiebend, die einen Querschnitt von  $1 \text{ cm}^2$  und eine Länge gleich  $fa^1$  besitzt. Wenn das Gewicht der Luftsäule von der Höhe  $ef$  die Masse derselben Luftsäule treiben würde, so würde die Beschleunigung dieselbe wie bei freiem Fall, d. h.  $g$ , sein. Bei freiem Fall wird nämlich eine Körpermasse von ihrem eigenen Gewicht getrieben. In dem vorliegenden Fall ist aber die getriebene Masse eine Luftsäule von dem Durchschnitt  $1 \text{ cm}^2$  und der Länge  $fa^1$  anstatt  $ef$ . Die Beschleunigung ( $a$ ) wird demnach  $ef : fa^1$  mal geringer als im vorigen Fall, d. h.

$$a = g \cdot \frac{ef}{fa^1} = g \frac{h}{l}.$$

Falls zwischen  $e$  und  $a$  eine schiefe Ebene gelegen wäre, längs der ein schwerer Körper hinunterfallen könnte, so würde seine Beschleunigung gleich  $g \cdot ef : ea^1$  sein. Da nun  $ea^1$  nicht merklich von  $fa^1$  verschieden ist, weil die Neigung von  $ea^1$  gegen  $fa^1$  äusserst gering ist, so kann man sagen, dass die Beschleunigung der Luftmassen ebenso gross ist wie diejenige eines längs der Isobarenfläche fallenden schweren Körpers. Dabei wird das betrachtete Stück der Isobarenfläche so gering genommen, dass es ohne Fehler als eine Ebene angesehen werden kann.

Um nun diese Kräfte zu messen, verwendet man nach Stevenson den sogenannten Luftdruckgradienten oder kurzweg Gradienten, welcher angibt, um wie viel der Luftdruck in horizontaler Richtung längs einer gegebenen Strecke sich ändert. Als Einheit nimmt man dabei denjenigen Gradienten, bei welchem der Luftdruck sich um  $1 \text{ mm}$  Quecksilber in einer Entfernung von  $111,11 \text{ km}$  (einem Breitengrad) ändert. Die Erfahrung lehrt, dass mässige Winde einem Gradienten unter  $1$  entsprechen; bei Gradienten von  $4$  bis  $5$  wehen heftige Stürme.

Ein  $\text{mm}$  Quecksilber übt einen ebenso grossen Druck aus wie eine Luftsäule von  $1052 \text{ cm}$  Höhe bei  $0^\circ$  oder von  $1129 \text{ cm}$  Höhe bei  $20^\circ \text{ C}$ . (dabei wird ein mittlerer Druck von  $760 \text{ mm}$  Quecksilber angenommen, vgl. S. 593). Bei  $15^\circ \text{ C}$  ist die betr. Höhe  $1111 \text{ cm}$ , es ist also die

Neigung der schiefen Ebene, welche derselben Beschleunigung entspricht wie der Einheits-Gradient  $1111 : 11111 \cdot 1000 = 1 : 10000$ .

Mit Hilfe der oben abgeleiteten Ähnlichkeit der Wirkung des Gradienten mit einer schiefen Ebene ist es leicht die Windgeschwindigkeit zu berechnen, welche nach einer bestimmten Wirkungszeit, oder nachdem die Luftmasse sich eine bestimmte Strecke verschoben hat, in der Luftmasse herrscht. Für die schiefe Ebene gilt nämlich die Formel:

$$v = \sqrt{2 g \cdot h},$$

worin  $v$  die Endgeschwindigkeit des Fallkörpers und  $h$  die vertikale Fallhöhe, sowie  $g$  die Beschleunigung der Schwere bedeuten. Da nun eine Druckdifferenz von 1 mm bei 760 mm Druck einer Fallhöhe von 10,52 m bei  $0^\circ$  und 10,52  $(1 + \alpha t)$  bei  $t^\circ$  C. entspricht und bei einem Druck  $b$  die entsprechende Zahl  $760 : b$  mal grösser ist, so wird die Endgeschwindigkeit in Metern pro Sek. bei der Druckdifferenz  $\delta$  am Anfang und Ende:

$$v = \sqrt{2 g \cdot 10,52 (1 + \alpha t) \frac{760}{b} \delta} = 14,36 \sqrt{\delta (1 + \alpha t) \frac{760}{b}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{Sek.}}$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass keine Reibungswiderstände wirken.

Um die Zeit zu berechnen, welche die Luftmasse zur Verschiebung zwischen zwei Punkten braucht, braucht man nur die Entfernung der beiden Punkte durch die mittlere Geschwindigkeit des Luftstroms an den beiden Endpunkten zu dividieren.

Der Gradient an der Erdoberfläche erreicht bei Stürmen in Europa nur äusserst selten den Wert 20; bei dem Orkan zu Edinburgh am 24. Jan. 1886 war er 23,8. In Wirbelstürmen der Tropen können noch grössere Gradienten vorkommen. Bei starken Stürmen in der gemässigten Zone beträgt der Gradient gewöhnlich nur 5—10 mm pro Breitengrad.

Die Trägheitskurve. Wie wir in dem vorhergehenden Abschnitt gesehen haben, wird auf der nördlichen Halbkugel ein Körper, welcher sich parallel der Erdoberfläche ohne Reibung bewegt, durch die Achsendrehung der Erde aus seiner Bewegungsrichtung relativ zur Erdoberfläche nach rechts abgelenkt. Auf der südlichen Halbkugel wirkt die Ablenkung nach links von der ursprünglichen Bewegungsrichtung. Wenn  $\varphi$  die geographische Breite ist, auf welcher der mit der Geschwindigkeit  $v$  be-

wegte Körper sich befindet, so ist die Grösse der Ablenkung  $\delta A$  (vgl. S. 267), nach  $t$  Sekunden:

$$\delta A = 7.29 \cdot 10^{-5} v t^2 \sin \varphi,$$

einer scheinbaren Beschleunigung  $p$  entsprechend, wo:

$$p = 2 \cdot 7.29 \cdot 10^{-5} v \sin \varphi.$$

Andererseits gilt für Centralkräfte, falls der Krümmungshalbmesser der Bahn gleich  $R$  gesetzt wird:

$$p = \frac{v^2}{R}.$$

Folglich ist:

$$v^2/R = 2 \cdot 7.29 \cdot 10^{-5} v \sin \varphi$$

oder:

$$R = \frac{6860 v}{\sin \varphi}.$$

Der Krümmungsradius der Bahn des bewegten Körpers auf der Erdoberfläche ist demnach proportional der Geschwindigkeit. Wenn

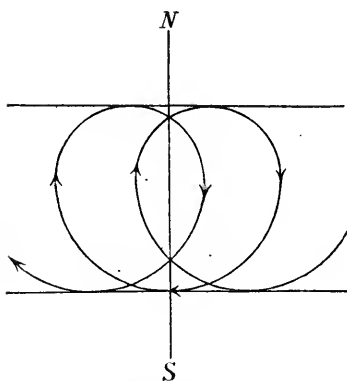


Fig. 204. Die Trägheitskurve der nördlichen Halbkugel; für die südliche Halbkugel ist N gegen S zu vertauschen.

diese nicht all zu gross ist, so entfernt sich der Körper nicht in nennenswertem Grade vom Breitengrad  $\varphi$ , so dass  $\varphi$  als konstant angesehen werden kann. Der bewegte Körper beschreibt dann einen Kreis, dessen Krümmungsradius der Geschwindigkeit direkt und dem  $\sin \varphi$  umgekehrt proportional ist. Falls  $\varphi$  nicht mehr als konstant angesehen werden kann, wird der Kreis auf der nördlichen Halbkugel in eine Kurve von der in Fig. 204 angegebenen Form umgewandelt. Diese Kurve wird die Trägheitskurve genannt.

Es wurde bei der obigen Ableitung angenommen, dass der bewegte Körper keine Reibung erfährt. Auch wenn derselbe aus einer Luftmasse besteht, so ist diese Annahme nicht richtig. Die bewegte Luftmasse erfährt eine merkliche Reibung sowohl von der Erdoberfläche, wie von an-

grenzenden Luftmassen, die eine andere Bewegung besitzen. Die verlorene Energie wird dabei hauptsächlich für die Bildung von Wirbeln verbraucht. Die hemmende Kraft ist bei solchen Bewegungen nach der Erfahrung (vgl. unten) der Geschwindigkeit proportional. Bei sehr grossen Geschwindigkeiten, die wohl nicht in Frage kommen, würde wahrscheinlich die hemmende Kraft nach einer höheren Potenz der Geschwindigkeit zunehmen. Auf alle Fälle nimmt die Geschwindigkeit  $v$  zufolge der Reibung ab und damit auch der Krümmungsradius der Trägheitsbahn. Mit anderen Worten, die Luftmasse beschreibt eine Spirale, deren Windungen immer enger werden. Für den Fall, dass der Widerstand der ersten Potenz der Bewegung proportional ist, wird diese Kurve eine sogenannte logarithmische Spirale, deren Bogen immer einen gleichen Winkel mit dem Radiusvektor aus dem Mittelpunkt einschliesst. In anderen Fällen werden die Spiralen andere Formen haben.

Damit also die Luftsäule von der Masse  $m$  sich auf einer kreisförmigen Trägheitskurve mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt, muss sie von einer in der Bewegungsrichtung wirkenden beschleunigenden Kraft  $F$  gezogen werden, welche dem Widerstande der Reibung Gleichgewicht hält, für welche demnach gilt:

$$F = k m v.$$

Wie wir oben gesehen haben, ist die mittlere Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm 8,7 m pro Sek., eine Geschwindigkeit, welche jedenfalls nicht diejenigen in höheren Luftschichten im Mittel übersteigen dürfte. Wenn wir mit einem Wert von 10 m pro Sek. rechnen, so nimmt der Krümmungsradius  $R$  folgende Werte an:

Breitegrad . . .	20	30	40	50	60	70	90 Grad
Krümmungsradius	200	137	107	90	79	73	69 km.

Am Äquator ist der Krümmungsradius unendlich. Für andere Windgeschwindigkeiten als 10 m pro Sek. kann man leicht durch Proportionierung den Krümmungsradius finden, so z. B. müsste er auf 50° Br. und bei der Geschwindigkeit 5 m pro Sek. 45 km erreichen. In gewöhnlichen Fällen ist der Krümmungsradius von der Grössenordnung eines Breitengrades (111,1 km).

Das Buys-Ballotsche Gesetz. Angenommen jetzt, wir hätten eine Luftströmung, die eine weniger gekrümmte Bahn  $ADB$  als die

Trägheitskurve  $CDE$  beschreibe (Fig. 205), so müsste zur Erreichung einer solchen Krümmung eine Kraft  $DH$  in der Richtung des Krümmungsradius nach aussen wirksam sein. Wenn keine Kraft in dieser Richtung wirkte, würde nämlich der Luftstrom nach dem vorhin gesagten der Trägheitskurve  $CDE$  folgen. Die Kräfte (pro Masseneinheit), welche Krümmungen mit den Radien  $R$  und  $R_1$  entsprechen, sind gleich:

$$f = \frac{v^2}{R}; \quad f_1 = \frac{v^2}{R_1}.$$

Diejenige Kraft, welche den Krümmungshalbmesser von  $R$  auf  $R_1$  zu ändern vermag, ist infolgedessen pro Masseneinheit:

$$f_0 = f - f_1 = v^2 \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_1} \right).$$

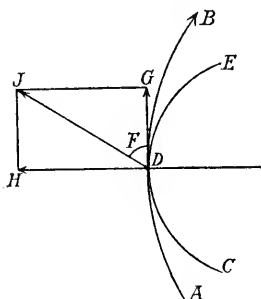


Fig. 205.

Wenn also die Krümmungsradien von  $CDE$  und  $ADB$  im Punkte  $D$  durch  $R$  und  $R_1$  dargestellt sind, so wird  $f_0$  der Ausdruck für die die Masseneinheit nach aussen treibende Kraft  $DH$ . Durch Einführung des Wertes von  $R$  erhält man für die Masse  $m$ :

$$DH = f_0 = \left( v \cdot 2w \sin \varphi - \frac{v^2}{R_1} \right) m,$$

falls  $w = 7,29 \cdot 10^{-5}$  gesetzt wird.

Andererseits wirkt eine Kraft  $DG$ , deren Wert oben angegeben ist, die die Geschwindigkeit ( $v$ ) des Windes erhält und ihm die Beschleunigung  $\alpha$  erteilt; dieselbe wird ausgedrückt durch:

$$DG = m(kv + \alpha).$$

$\alpha$  kann positiv oder negativ sein. Wenn die Geschwindigkeit gerade aufrecht gehalten wird, bei sogenannter stationärer Bewegung, ist  $\alpha = 0$ .

Die ganze Kraft, welche auf die bewegte Luftmasse wirkt, ist die Resultante  $DJ$  von den genannten  $DH$  und  $DG$ .  $DJ$  ist die treibende Kraft und beruht auf dem Unterschied des Luftdruckes in den Punkten  $D$  und  $J$ .  $DJ$  ist der früher genannte Gradient in der Richtung  $DJ$ .

Diese Richtung der treibenden Kraft fällt keineswegs mit der Richtung  $DG$  der bewegten Masse zusammen, sondern bildet mit dieser einen Winkel  $F$ , welcher Ablenkungswinkel genannt wird. Je grösser

dieser Winkel ist, um so geringer ist  $DG$  verglichen mit dem Gradienten  $DJ$ .

Die Wetterkarten zeigen, dass die Windbahnen, wie die Fig. angiebt, beinahe ausnahmslos weniger nach rechts (anticyklonal) gekrümmt sind als die Trägheitsbahnen. Hieraus folgt das Gesetz von Buys-Ballot, welches aussagt, dass auf der nördlichen Halbkugel der Gradient so gerichtet ist, dass, wenn man den Rücken dem Winde zukehrt, die linke Hand etwas nach vorne gehoben die Richtung des Gradienten angiebt. Dieser Satz wurde schon von Coffin (1853) ausgesprochen. Die Stärke des Windes wächst mit dem Gradienten (unter übrigens gleichen Umständen). Auf der südlichen Hemisphäre ist links gegen rechts auszutauschen.

Wenn der Reibungswiderstand und die Beschleunigung Null wären, so würde die tangentielle Komponente  $DG$  der Kraft Null sein, d. h. der Gradient ganz senkrecht zur Windrichtung liegen. Je geringer also die Reibung bei stationärer Bewegung, um so grösser ist der sogenannte Ablenkungswinkel  $F$ . Ebenso ist der Ablenkungswinkel, wie aus den obigen Ableitungen hervorgeht, von der ablenkenden Kraft der Erddrehung abhängig; er ist demnach um so grösser, je weiter man sich vom Äquator entfernt. In der Nähe des Äquators bewegen sich die Luftteilchen gradlinig dahin, wo eine Luftdruckverminderung entstanden ist. Da keine ablenkende Kraft durch die Erddrehung hinzukommt, so werden die Druckdifferenzen bald ausgeglichen und damit die Quelle der Luftbewegungen vernichtet.

Im allgemeinen gilt (für die Breite  $\varphi$ ):

$$\operatorname{tg} F = \frac{v \cdot 2w \sin \varphi - \frac{v^2}{R}}{kv + \alpha}$$

Guldberg und Mohn haben in einer grundlegenden Arbeit die Bedeutung dieser Formel untersucht. Sie setzten  $\alpha$  gleich Null und berechneten den Wert des Reibungskoeffizienten  $k$  aus den bekannten Daten der Windgeschwindigkeiten ( $v$ ) und Ablenkungswinkel ( $F$ ). Der Einfachheit halber beschränkten sie sich auf solche Fälle, wo  $R = \infty$  gesetzt werden konnte. Sie fanden auf diese Weise folgende Werte von  $k$  (welches dieselbe Dimension 1:Sek. und Grössenordnung wie  $w$  erhält).

Auffallend ist der grosse Unterschied der Reibung zwischen den Küsten- und den Binnenlandstationen unter derselben Breite in Westeuropa. Die Reibung über der festen Erdoberfläche ist etwa 2,5 mal grösser als die-

jenige über dem Meer. Dementsprechend ist auch der Ablenkungswinkel  $F$  auf dem Meer bedeutend grösser und nähert sich dem Wert  $90^\circ$ , dem Wert für  $k=0$ . Die Reibung ist im Winter grösser als im Sommer.

Beobachtungsort	N. Br.	$F$	$k$ (Mittel)
Nordamerika . . . . .	$37^\circ$	$42^\circ$	$80.10^{-6}$
Norwegen . . . . .	61	56	85. „
Binnenstationen Westeuropas (Oxford, Nottingham, London, Brüssel, Paris))	51	61	64. „
Küstenstationen Westeuropas (Brest, Scilly, Yarmouth, Pembroke, Holyhead))	51	77	26. „
Atlantischer Ocean . . . . .	$15-50^\circ$		35. „
„ „ . . . . .	am Äquator		20. „

Die Zunahme der Reibung über dem festen Land rührt von den vielen Unebenheiten her, über die der Wind dort streicht. Es ist danach zu vermuten, dass in höheren Luftschichten der Ablenkungswinkel grösser wird, da jedenfalls die grösste Reibung in der Nähe der Erdoberfläche zu finden ist. Wie wir oben gesehen haben, ist in der That auf dem Eiffelturm die Windrichtung gegen diejenige am Boden nach rechts abgelenkt. Wahrscheinlich beruht aber der grosse Winkelunterschied ( $25^\circ$ ) zum grössten Teil auf lokalen Störungen an der unteren Station.

Die Cirrus-Wolken zeigen einen sehr grossen Ablenkungswinkel der höheren Luftströme an. Diese Wolken ziehen nämlich den Isobaren nahezu parallel, also senkrecht zum Gradienten. Dies entspricht der Reibung Null, d. h. in diesen oberen Luftschichten ist die Reibung sehr gering.

Bei konstanter Reibung ändert sich der Ablenkungswinkel am Äquator sehr stark mit der Breite, danach aber sehr langsam. Als Beispiel mögen einige Ziffern über die Grösse des Ablenkungswinkels von Mohn und Guldberg angeführt werden.

Breite	0	5	10	15	20	30	40	60	$90^\circ$
$k = 2.10^{-5}$ , $F = 0$	32,4	51,7	62,1	68,2	74,7	78,0	81,0	82,2	$90^\circ$
$6.10^{-5}$ , $F = 0$	12,0	22,9	32,2	39,7	50,6	57,4	64,6	67,6	$90^\circ$
$8.10^{-5}$ , $F = 0$	7,3	14,2	20,7	26,5	36,1	43,2	51,6	55,6	$90^\circ$

Die Windgeschwindigkeit wächst mit dem Gradienten, nimmt dagegen bei zunehmender Reibung ab. Nun wächst im allgemeinen der

Gradient mit zunehmender Höhe, wenigstens in den unteren Luftschichten (vgl. Fig. 203). Ausserdem ist in höheren Schichten die Reibung geringer als in der Nähe der Erde. Es folgt daraus, dass die Geschwindigkeit des Windes mit der Höhe zunimmt, wie auch der Gang der Wolken andeutet (vgl. S. 650).

Zur weiteren Erläuterung berechnen wir die Grösse des Gradienten  $G$ . Da bei  $0^\circ \text{ C.}$  und 760 mm Druck 1 mm des Luftdruckes einer Steighöhe von 10,52 m entspricht, bei der absoluten Temperatur  $T$  dagegen einer  $T:273$  mal so grossen, und bei dem Druck  $b$  mm einer  $760:b$  mal so grossen Höhe, so ist die Grösse von  $G$  bei einem Druckunterschied von  $\delta$  mm (vgl. S. 676):

$$G = g \frac{h}{l} = g \frac{10,52}{111111} \cdot \delta \cdot \frac{760 \cdot T}{b \cdot 273} = \frac{\delta}{387} \cdot \frac{T}{b} \cdot \frac{\text{m}}{\text{Sek.}}$$

wonach (für  $F=90^\circ$ ) die vorletzte Formel auf S. 680 übergeht in:

$$\frac{\delta}{387} \cdot \frac{T}{b} \sin F = 2 w v \sin \varphi - \frac{v^2}{R}.$$

Diese Formel giebt eine Beziehung zwischen dem Gradienten  $\delta$  und der Windgeschwindigkeit  $v$ . Setzt man  $R$  unendlich gross, so erhält man bei  $F=90^\circ$ ,  $T=273$  ( $0^\circ \text{ C.}$ ) und  $b=760$  mm Druck folgende Werte von  $v:\delta$  unter der Breite  $\varphi$ :

$\varphi = 0$	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$v:\delta = \infty$	36,7	18,6	12,7	9,9	8,3	7,3	6,8	6,5	6,4

Der  $\infty$ -Wert am Äquator hat nur die Bedeutung, dass  $F=90^\circ$  dort nicht vorkommen kann. Wenn nun in niederen Breiten  $F$  auch nicht  $90^\circ$ , d. h.  $\sin F$  nicht den Wert 1 erreicht, so können wir doch für  $\varphi > 20^\circ$  dies mit ziemlicher Annäherung annehmen. Wir finden so, dass ein Gradient von z. B. 3 mm am 50. Breitengrad eine Windstärke von 25 m, am 20. dagegen eine von 56 m pro Sek., d. h. eine 2,24 mal grössere hervorruft.

Die Erfahrung zeigt nun, dass die so berechneten Werte für die Winde auf dem Meere gute Übereinstimmung ergeben, dagegen viel zu gross (etwa doppelt) für die Winde auf dem Land, besonders im Binnenland, ausfallen. Wahrscheinlich würde auch für das Binnenland die Rechnung gute Werte ergeben, wenn man die Windgeschwindigkeit in einiger Entfernung vom Boden (wie z. B. am Eiffelturm) messen würde.

Man hat aus diesem Grund empirische Werte des Quotienten  $v:\delta$  ermittelt. Einige solche folgen hier (sie betreffen Beobachtungen von 8<sup>h</sup> a im ganzen Jahr).

Stonyhurst und Kew ( $\varphi = 52,5^0$ )						Deutsche Küsten				
$\delta$	0,76	1,36	1,98	2,60	3,04	1,19	1,44	1,81	2,14	2,62
$v$	2,5	4,8	7,0	9,4	11,0	3,1	4,8	6,7	8,8	10,7
$v:\delta$	3,6	3,5	3,5	3,6	3,6	(2,6)	3,3	3,7	4,1	4,1

An Stelle des theoretischen Wertes von  $v:\delta = 8,0$  erhält man Werte 3,6 bezw. 3,8, die etwa doppelt geringer sind. Im Sommer ist der Wert etwa 20 Prozent grösser als im Winter, weil im Sommer die Sonnenstrahlung die unteren Luftschichten mit etwas höher liegenden vermischt, so dass die Verhältnisse sich den theoretischen nähern.

Winde die von NNE und E kommen, zeigen bei gleichem Gradienten eine etwa 35 Proz. grössere Windgeschwindigkeit als Winde von SSW und W. Die Grösse von  $v:\delta$  erreicht in diesen Fällen für die deutsche Küste nach Sprung 4,5 bezw. 3,2. Die Beobachtungen von Stonyhurst und Kew sind ähnlich: für Winde zwischen NNW und SE beträgt  $v:\delta = 4,0$ , während für solche zwischen SSE und NW  $v:\delta = 3,0$  ist. Im Mittel kann man also für England und die deutsche Küste  $v:\delta = 4,2$  für Nord- und Ost-Winde, dagegen  $v:\delta = 3,1$  für Süd- und West-Winde setzen.

Vermutlich beruht der beobachtete Unterschied auf der stärkeren absteigenden Bewegung der kalten Luft bei Nord- und Ostwinden, die die niedere Luft stark mit höheren Luftschichten vermischt.

Bei der theoretischen Behandlung dieser Fragen setzt man gewöhnlich voraus, dass die Centrifugalkraft im Vergleich mit der Ablenkungskraft der Erddrehung zu vernachlässigen ist. Dies gilt jedenfalls für mässige Windgeschwindigkeiten, weil die erstgenannte Kraft dem Quadrat, die zweite nur der ersten Potenz der Windgeschwindigkeit proportional zunimmt.

Für grössere Windstärken mag das anders sein. Hann berechnet für einen WNW-Sturm zu Wien am 26.—27. Jan. 1874, wo  $v = 23$  m pro Sek. und  $R = 1630$  km (Minimum in Petersburg,  $\delta = 3,2$ ), sowie  $\varphi = 48^0$  und  $F = 80^0$  war, das Verhältnis der beiden Kräfte gleich 0,13 zu 1. Für einen tropischen Wirbelsturm vom Okt. 1876 findet er dagegen, bei  $v = 35$  m pro Sek.,  $R = 130$  km,  $\delta = 13,8$  und  $\varphi = 22,5^0$ , sowie  $F = 60^0$ , das Verhältnis 4,86:1. Bei den tropischen Stürmen spielt also bisweilen die gewöhnliche Fliehkraft eine über-

wiegende Rolle, sie tritt dagegen bei den aussertropischen gegen die Ablenkungskraft der Erdrotation zurück.

Aus dem oben angeführten gehen ausser dem Buys-Ballot'schen Gesetz (vgl. S. 679) folgende allgemeine Sätze hervor.

Zufolge der Achsendrehung der Erde wird der Wind auf der nördlichen Halbkugel nach rechts, auf der südlichen nach links von der Richtung des Gradienten abgebogen.

Der Ablenkungswinkel wächst mit der Breite, nimmt dagegen mit steigender Reibung ab.

Die Windgeschwindigkeit wächst mit der in die Windrichtung fallenden Komponente des Gradienten und ist dieser annähernd proportional, der Reibung dagegen umgekehrt proportional. Hieraus folgt, dass die Windgeschwindigkeit ungefähr proportional mit der Grösse des Gradienten ausfällt; der Proportionalitätsfaktor nimmt mit steigender Breite sowie mit steigender Reibung ab.

**Cyklonen und Anticyklonen.**  
Nehmen wir an, wir haben im Punkte  $C$  (Fig. 206) an der Erdoberfläche  $XY$  ein barometrisches Minimum, das der Einfachheit halber eine kreisförmige Ausbreitung in horizontaler Richtung besitzen möge. Die Luft bewegt sich dann in der Nähe der Erdoberfläche von allen Seiten gegen  $C$  hin. Wegen der Ablenkung durch die Erddrehung ist der Wind nicht längs des Gradienten nach  $C$  gerichtet, sondern, falls  $C$  auf der nördlichen Halbkugel gelegen ist, nach rechts von  $C$ . Die Luftströmungen

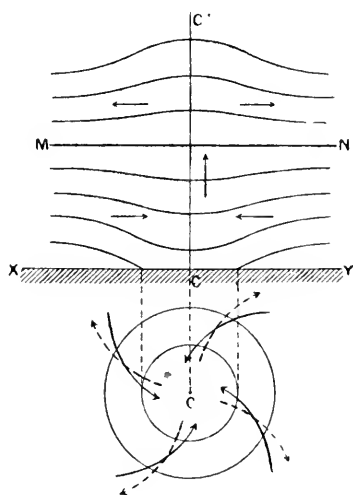


Fig. 206.

werden auf diese Weise eine Spirale beschreiben, welche gegen  $C$  hin konvergiert, ungefähr wie die voll ausgezogenen Pfeile in der unteren Figur andeuten. Die gegen  $C$  hineingezogenen Luftmassen müssen aber irgendwo einen Abfluss finden, damit das barometrische Minimum fortbestehen kann, was gewöhnlich der Fall ist. Dieses Entweichen kann weder nach unten noch nach der Seite vorsichgehen, es muss also nach oben stattfinden und erst in der Höhe kann ein Abfließen zur Seite zustande kommen.

Die Luftströmungen erhalten danach eine Bewegung wie die Pfeile in der oberen Figur andeuten. Die nach oben angehäuften Luft verursacht eine Krümmung der isobarischen Linien nach oben in den höheren Luftschichten. Sie haben also da eine umgekehrte Krümmung wie in den nahe am Boden gelegenen Schichten und in einer mittleren Höhe giebt es eine sogenannte „neutrale Fläche“, eine isobarische Fläche, die eben ist ( $MN$ ). Oberhalb derselben fließt die Luft hinaus, unter derselben in den Wirbel hinein. Die Richtung der oberen Winde ist in der unteren Figur durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Der gewöhnlichste Fall ist der, dass sich ein solcher cyklonischer Wirbel über einem heißen Centrum entwickelt, wo die Temperatur nach allen Seiten von  $C$  sinkt. Man stellt sich dies am einfachsten so vor, dass anfangs die neutrale Fläche  $MN$  am Boden liegt und dass die Isobaren wegen der höheren Temperatur über  $C$  einen nach oben konvexen Verlauf haben mit der grössten Krümmung über  $C$  (vgl. Fig. 203). Zu-

folge des Abfließens der Luft in den höheren Schichten sinkt dann überall in der Mitte der Luftdruck, die neutrale Fläche hebt sich und der Verlauf der Isobaren bildet sich so wie in der Figur 206 aus. Durch die adiabatische Ausdehnung der aufsteigenden Luft sinkt die Temperatur in der Cyklone gewöhnlich so weit, dass sie unter diejenige der Umgebung kommt.

Genau umgekehrt verhalten sich die anticyklonischen Wirbel, welche gewöhnlich über einem Kältecentrum entstehen. Durch die nach unten konvexe Krümmung der Isobaren über dem Centrum  $C$  (Fig. 207) wird ein Zufluss von Luft in den höheren Schichten hervorgerufen, der eine Steigerung des Luftdrucks über  $C$  veranlasst. Die neutrale Fläche rückt auch hier in die Höhe und die isobarischen Linien zeigen einen Verlauf wie in der oberen Fig. 207. In diesem Fall

fließt die Luft unten zur Seite und es entsteht eine Luftcirculation in entgegengesetzter Richtung wie in den Cyklonen, wie die Pfeile der Figur andeuten. Die Winde werden auch in diesem Fall auf der nördlichen Halbkugel nach rechts gebogen. Sie wehen in Richtungen, die von den Pfeilen in der unteren Figur angegeben werden und zwar bezeichnen

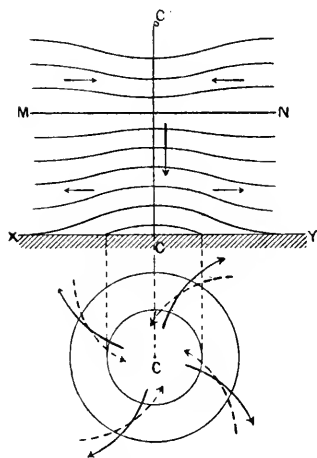


Fig. 207.

wie vorhin die gestrichelten Pfeile die oberen Winde. Zufolge des Sinkens der Luft erwärmt sich das Centrum der Anticyklone gewöhnlich über die Temperatur der Umgebung.

Die Luftteile beschreiben demnach in diesen Wirbeln eine Art von Spiralen von einer Form etwa wie die Fig. 208 andeutet. Die Figur stellt die Luftbewegung in einer Cyklone dar. Nur ist die betreffende Spirale in der Wirklichkeit ausser im Falle der Tromben und ähnlicher Wirbel, ausserordentlich viel flacher wie in der Zeichnung, indem die Höhendimension nur wenige Kilometer (höchstens etwa zehn), die horizontale Ausdehnung der Spirale dagegen gewöhnlich mehrere hundert, bisweilen tausende von Kilometern erreicht.



Fig. 208.

Solche Cyklonen können auch unter anderen Umständen als über erhitzten Stellen der Erdoberfläche entstehen; ebenso ist die Bildung von Anticyklonen nicht notwendig an kalte Stellen der Erdoberfläche gebunden.

Die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre. Wegen der Erhitzung des Äquators durch die Sonne verhält sich der äquatoriale Teil der Erde wie ein heisses Centrum. Es ist dabei zu bemerken, dass die Erhitzung des Bodens durch die Sonne nicht augenblicklich entsteht noch verschwindet, sondern eine gewisse Trägheit besitzt. Dies gilt ganz besonders für die wasserbedeckten Teile der Erde, die den grössten Teil der Erdoberfläche ausmachen, — die äquatorialen Gegenden  $20^{\circ}$  n. —  $20^{\circ}$  s. Br. sind zu etwa 76,5 Proz. mit Wasser bedeckt. Ausserdem entwickeln sich die Luftströmungen über dem Wasser mit grosser Regelmässigkeit und Stärke, weil keine Störungen und starke Reibungen wie über der Landoberfläche dieser Entwicklung im Wege stehen. Unsere Betrachtungen über die Windverhältnisse in der Nähe der Erdoberfläche beziehen sich deshalb zum grössten Teil auf die Luftströmungen über dem Meer. Zufolge der grossen Wärmekapazität des Meeres bleiben die Verhältnisse am Äquator ziemlich konstant und die Winde folgen nur in beschränktem Maasse dem Gang der Sonne auf den beiden Seiten des Äquators. Infolgedessen spielt auch die ganze Äquatorialgegend und nicht nur der Punkt, über welchem die Sonne gerade steht, die Rolle des heissen Centrums.

Längs des ganzen Äquators steigen deshalb Luftmassen hinauf, die in der Höhe nach der Seite zu den Polen hin ausweichen. Gleichzeitig

strömen von höheren Breiten neue Luftmengen hinzu. Die Achsendrehung der Erde erteilt diesen gegen den Äquator gerichteten Luftströmungen eine starke Komponente, die von Osten nach Westen gerichtet ist. In der Nähe des Äquators selbst herrscht Windstille. Die oberen Luftströmungen behalten eine kleine Weile eine ost-westliche Richtung, gehen aber unter dem Einfluss der Erddrehung (in etwa  $10^{\circ}$  Br.) durch eine gerade gegen den Pol gerichtete zu einer Richtung von SW nach NE auf der nördlichen, zu einer von NW nach SE auf der südlichen Seite des Äquators über.

Diese konstanten Winde in der Nähe des Äquators werden Passate genannt. Sie treten über dem Atlanten zu allen Jahreszeiten sehr deutlich auf. Im Indischen Ocean werden sie durch die südasiatischen Landmassen gestört, durch deren Wärmeverhältnisse die unten näher zu betrachtenden Monsune entstehen. Im südlichen Teil dieses Oceans sind sie dagegen kräftig entwickelt und im grossen Ocean ebenfalls.

Der obere Passat, der sogenannte Gegenpassat, zeigt sich in dem Gang der oberen Wolken von etwa 4000 m Höhe aufwärts, sowie in der Richtung, in welcher vulkanische Aschen von den Winden geführt werden. Besonders bekannt in dieser Hinsicht ist der Staub vom Krakatau-Ausbruche, welcher in der Nähe des Äquators sich von Westen nach Osten mit einer Geschwindigkeit von 30—40 m pro Sek. verschob, um in grösserer Entfernung vom Äquator erst eine polwärts gerichtete, später mehr westöstliche Bewegung anzunehmen. Der Gegenpassat weht auf hohen Bergen wie Mauna-Loa (4170 m) auf Hawai oder dem Pic von Teneriffa (3720 m) als stetiger westlicher oder südwestlicher Wind.

Man könnte nun erwarten, dass diese Cirkulation sich von dem Äquator bis zu den Polen erstreckte. Dies würde auch eintreten, falls nicht durch die Achsendrehung der Erde in der Nähe von  $35^{\circ}$  Br. eine starke Anhäufung von Luft stattfände, welche die Gegenströmung vom Äquator aufstaut und teilweise gegen die Erdoberfläche niederpresst. Ein anderer Teil strömt in den höchsten Luftschichten gegen den Pol mit zunehmender westlicher Ablenkung weiter.

Diese von sehr hohem Luftdruck gekennzeichneten Gegenden werden „die Rossbreiten“ genannt. Sie zeichnen sich durch eine herabsteigende Bewegung der Luft, durch Windstille und wolkenfreien Himmel aus. Unter den Rossbreiten sind deshalb die grössten Wüstengegenden der Erde gelegen.

Ein Teil der an den Rossbreiten niedersinkenden Luft verschiebt sich längs der Erdoberfläche hin gegen die Pole und nimmt dadurch eine

westliche Richtung an. Diese Richtung ist auf der übrigen Erdhälfte (die Gegend von  $30^{\circ}$  n. bis  $30^{\circ}$  s. Br. nimmt die Hälfte der Erdoberfläche ein) die vorherrschende, aber in den Gegenden weiter vom Äquator sind die Winde nicht stetig; ihre Richtung ist sehr veränderlich und beruht auf der Lage der barometrischen Depressionen, die in diesen Weltgegenden am häufigsten sind. Auf der südlichen Halbkugel, wo die Kontinente keine grössere Störung auszuüben vermögen, sind kräftige von Westen kommende Luftströme stark vorherrschend, welche ein ungeheures Barometerminimum um den Südpol umkreisen. Auf der nördlichen Halbkugel ist die Abnahme des Barometerdruckes gegen den Pol hin viel weniger ausgeprägt und die Westwinde sind viel weniger konstant und kräftig wegen des störenden Einflusses der Landoberflächen.

Die mittlere Windrichtung in den niedrigen und höchsten atmosphärischen Schichten könnte nicht bestehen bleiben, wenn nicht in einer anderen Luftschicht eine Rückströmung von Luft gegen den Äquator stattfände. In mittleren Luftschichten ist sie in der That zu finden. Diese gegen den Äquator gerichtete Strömung hat nicht, wie man vermuten könnte, eine östliche Komponente, sondern im Gegenteil eine stark westliche. Sie ist als eine Abzweigung zu betrachten von den über und unter ihr verlaufenden westlichen Winden mit südlicher Komponente, welche zufolge der Erddrehung gegen den Äquator gerichtet worden sind und zwar in solchem Grade, dass die südliche Komponente in eine schwache nördliche verwandelt worden ist. Diese von Nordwesten kommende Strömung macht sich auf isoliert liegenden Berghöhen bemerkbar. So z. B. weht auf dem Gipfel von Ben Nevis (1300 m) in Schottland ein Wind, dessen mittlere Richtung  $N 60^{\circ} W$  ist. Auf dem Gipfel von Pic du Midi (2880 m) in den Pyrenäen ist die mittlere Windrichtung  $N 87^{\circ} W$ ; die nach Süden gerichtete Komponente ist also äusserst schwach. Schon in recht mässiger Höhe über dem Boden scheint diese nördliche Komponente bemerklich zu sein, indem die mittlere Windrichtung auf dem Eiffelturm (306 m) genau  $WNW$  ist (vgl. Fig. 201), während daselbst am Boden der Wind im Mittel eine schwache südliche Komponente besitzt.

An den Polen selbst scheint wieder Windstille (im Mittel) zu herrschen.

Die theoretische Behandlung dieser Windverhältnisse wurde zuerst von Hadley (1735) versucht. Die moderne Theorie derselben rührt von James Thomson (1857) her; in noch höherem Grade hat sich W<sup>m</sup> Ferrel (1856, 1886) darum verdient gemacht.

Die eben geschilderten Verhältnisse würden sich ohne Zweifel in typischer Regelmässigkeit ausbilden, falls die Kontinente nicht störend

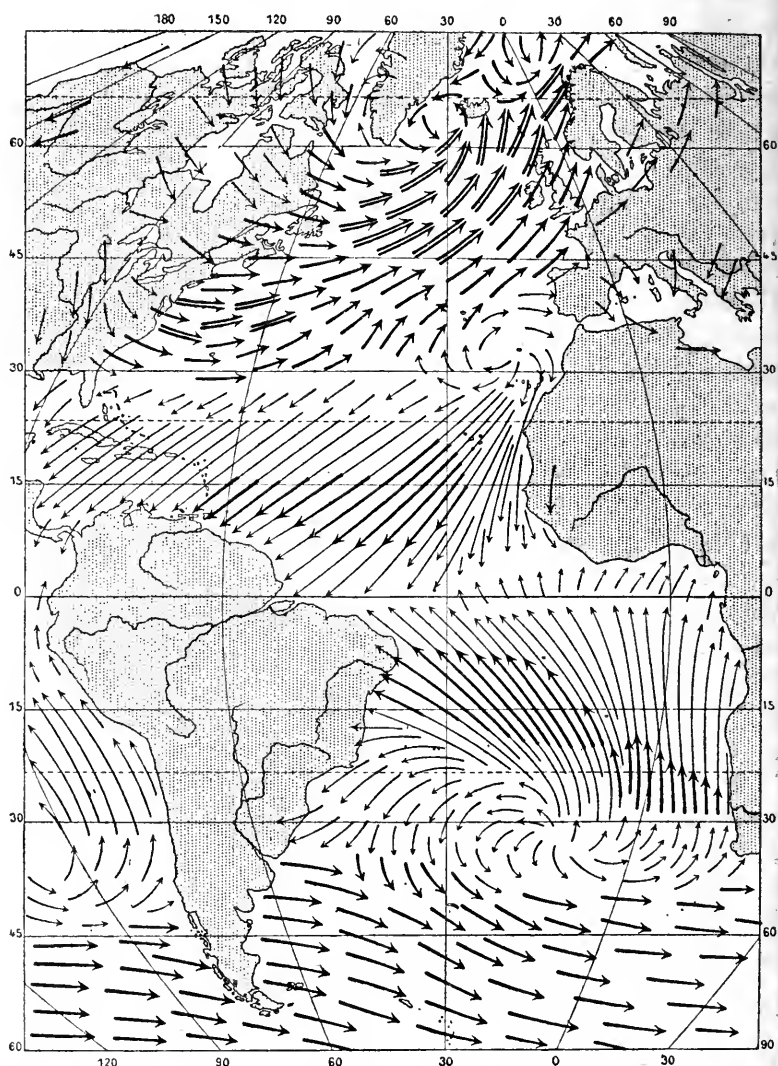


Fig. 209. Die Winde des Atlantischen Oceans im Januar und Februar (nach Köppen).

einwirkten. In den äquatornahen Gegenden sind die Kontinente wärmer als das Meer. Das Maximum unter den Rossbreiten ist deshalb über den afrikanischen und amerikanischen Kontinenten durch-

brochen, wogegen die Maxima über den naheliegenden Meeren verstärkt sind. Infolgedessen entstehen über diesen Barometermaximis

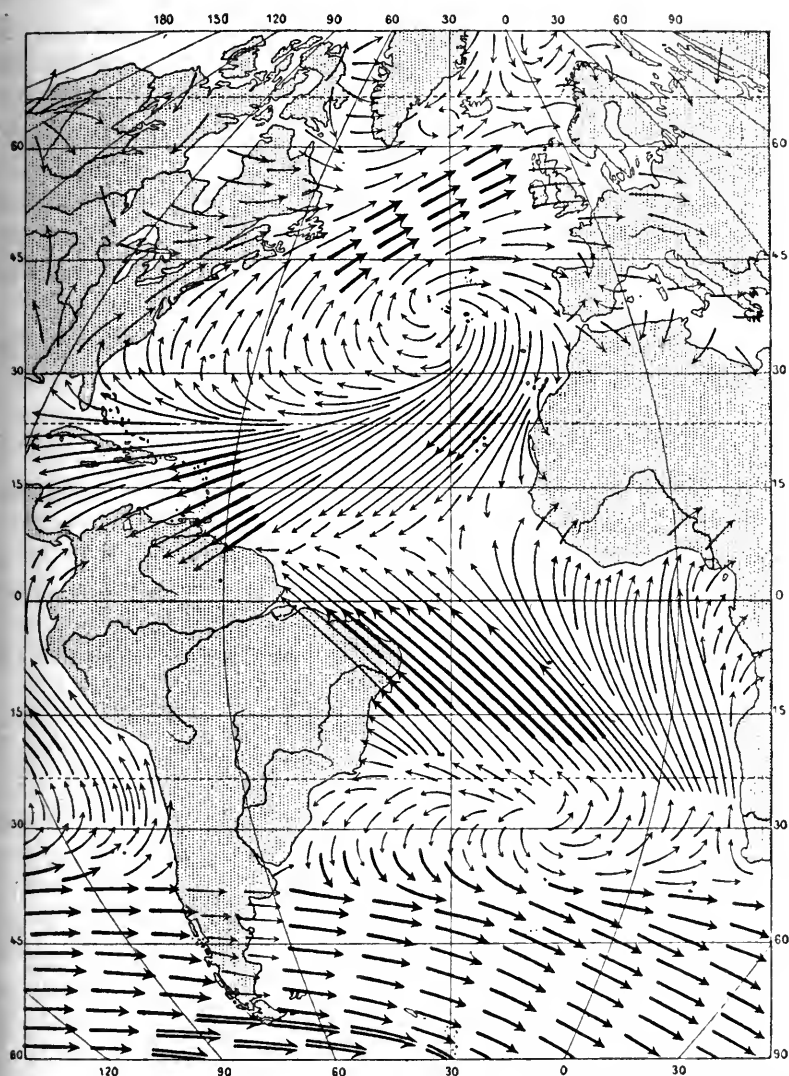


Fig. 210. Die Winde des Atlantischen Oceans im Juli und August (nach Köppen).

anticyklonale Luftbewegungen, welche sich teilweise den oben gekennzeichneten Luftbewegungen entgegensetzen. Dies tritt auf den beigefügten Kartenskizzen von Köppen sehr deutlich hervor. Diese

Karten (Figg. 209—210) geben die mittleren Windrichtungen über dem Atlanten im Jan.—Febr. und im Juli—Aug. wieder. Die Länge der Pfeile soll die Stabilität der Winde andeuten, ihre Dicke dagegen die Windstärke. Die Zonen der Windstille, die Calmen, unter  $30^{\circ}$ — $35^{\circ}$  Br. zeigen auf der Westküste von Afrika eine äquatorwärts, auf der Ostküste von Amerika eine polwärts gerichtete Komponente.

Ferner bemerkt man auf diesen Karten eine Störung der einfachen Verhältnisse, indem die Passate der südlichen Halbkugel über den Äquator hinübergreifen, was darauf beruht, dass der thermische Äquator etwas nördlich von dem geographischen liegt. Diese Verschiebung ist natürlich im Juli—Aug. grösser wie in den Wintermonaten der nördlichen Halbkugel.

Dasselbe zeigt sich über dem grossen Ocean, wie aus folgenden Ziffern hervorgeht, welche für die Monate März und September gelten, in welchen die Verschiebungen ihre Extremwerte besitzen.

	März		September	
	Atlant	Stiller Ocean	Atlant	Stiller Ocean
NE-Passat . . .	$26^{\circ}$ — $3^{\circ}$ N.	$25^{\circ}$ — $5^{\circ}$ N.	$35^{\circ}$ — $11^{\circ}$ N.	$30^{\circ}$ — $10^{\circ}$ N.
Äquatorial-Calmen	$3^{\circ}$ — $0^{\circ}$ N.	$5^{\circ}$ — $3^{\circ}$ N.	$11^{\circ}$ — $3^{\circ}$ N.	$10^{\circ}$ — $7^{\circ}$ N.
SE-Passat . . .	$0^{\circ}$ — $25^{\circ}$ S.	$3^{\circ}$ N.— $28^{\circ}$ S.	$3^{\circ}$ N.— $25^{\circ}$ S.	$7^{\circ}$ N.— $20^{\circ}$ S.

Der Gradient des mittleren Teiles vom atlantischen NE-Passat erreicht den Wert 2,5 und die Windgeschwindigkeit 6—7 m pro Sek.

Winde von täglicher und jährlicher Periode, Monsune. Die ungleichmässige Erwärmung der Erdoberfläche führt an manchen Stellen zu regelmässigen Schwankungen des Luftdruckes, wodurch Winde von periodischer Natur entstehen. Am bekanntesten unter den Winden mit täglicher Periode sind die Land- und See-Winde an der Küste, sowie die Berg- und Thal-Winde im Binnenland.

Durch die Sonnenstrahlung am Tage erwärmt sich die feste Erdkruste viel stärker als die Wasserfläche. Es entsteht deshalb über der Küste, in deren Nähe die Temperaturunterschiede am kräftigsten entwickelt sind, ein aufsteigender und über den naheliegenden Teilen des Meeres ein herabsteigender Luftstrom, welcher nachher gegen die Küste als Meeresbrise weht.

In der Nacht ist es umgekehrt, die Luft steigt über dem Meer hinauf und sinkt über der Küste, von wo sie über das Meer hinausfliesst. Diese Landbrise ebenso wie die Seebrise wurden in alten Zeiten vielfach von den Seglern benutzt.

Diese kurzdauernden Winde, die durch Windstillen unterbrochen sind, können sich nur in unbedeutender Entfernung von der Küste geltend machen. 40 km weit davon sind sie im Binnenland kaum merklich. Ihr Wirkungsfeld auf dem Meer dürfte noch beschränkter sein. Die Mächtigkeit dieser Luftströmungen ist ebenfalls sehr unbedeutend, nach Messungen in Ballon-captif auf Coney-Island bei New-York erstreckt sich daselbst die Meeresbrise nur bis zu 130 m Höhe, in 160 m Höhe weht schon der obere Luftstrom in entgegengesetzter Richtung. Andere Bestimmungen aus Teneriffa und Toulon haben eine Mächtigkeit der Seebrise von 400—500 m gegeben. Bisweilen kann jedoch die Meeresbrise 600—800 m Mächtigkeit erreichen.

Man findet gewöhnlich, dass die Meeresbrise zuerst über dem Meer bemerkbar wird und sich von dort aus aufs Land ausbreitet. Man nimmt deshalb an, dass sich die Luft bei der ersten Erwärmung nach allen Richtungen ausdehnt, es muss ja auch nach der nächtlichen Temperaturumkehr über dem Land ein Temperaturgefälle von 1° C. auf 100 m entstehen, bevor eine regelmässige aufsteigende Bewegung der Luft stattfinden kann. Demnach fliesst die Luft oben über der Küste zum Meer ab und sinkt da hinunter, bevor noch die regelmässige aufsteigende Luftbewegung über der Küste in Gang gekommen ist. Bei diesem Vorgang dürfte auch von Bedeutung sein, dass die Reibung auf der Landfläche viel grösser ist als auf dem glatten Meer.

Der Landwind ist aus diesem Grund viel schwächer entwickelt als der Seewind. Auch sinkt im Sommer die Temperatur der festen Erdoberfläche nachts nicht so stark unter diejenige der Meeresoberfläche, wie am Tage das umgekehrte der Fall ist.

Die Land- und See-Winde entwickeln sich am kräftigsten in den Tropen, wo die Tagesschwankung der Temperatur am grössten ist und wo die Regelmässigkeit der Luftbewegungen sie ungestört hervortreten lässt. Falls ein bestimmter Wind an einem Orte vorherrscht, kann der Land- oder See-Wind denselben in hohem Grade verstärken und auf diese Weise Stürme verursachen oder umgekehrt ihn ausgleichen. So z. B. weht der Wind zu Valparaíso im allgemeinen vom SW; der Landwind, welcher entgegengesetzt gerichtet ist, bringt in der Nacht fast Windstille zustande, bei Tag dagegen wird der See-Wind sehr heftig und bisweilen so kräftig, dass keine Verbindung von den Schiffen zum Quai aufrecht zu erhalten ist.

Auch an den Ufern grösserer Seen, wie z. B. des Genfer Sees,

machen sich die Land- und See-Winde geltend. An den grossen nord-amerikanischen Seen, z. B. zu Chicago, sind sie stark entwickelt.

Diese Winde bringen häufig, besonders da, wo das Land- und das See-Klima stark verschieden sind, grosse Umschläge der Temperatur und

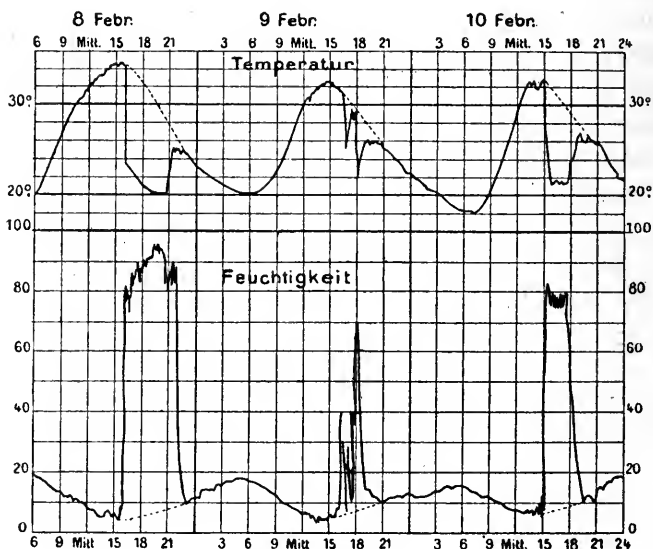


Fig. 211.

Feuchtigkeit mit sich, wie das nebenstehende Diagramm aus Joal an der Küste von Senegal von den Tagen 8.—10. Febr. 1893 zeigt. Die Temperatur und relative Feuchtigkeit würden sehr regelmässig nach den

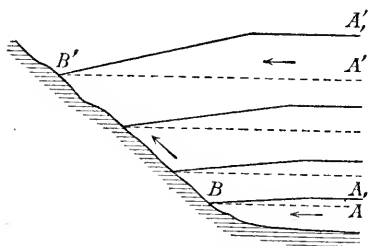


Fig. 212.

punktierten Kurven verlaufen, wenn der Seewind nicht den Gang morgens zwischen 4 und 10 Uhr störte (Fig. 211).

Wenn die Sonne auf einen Bergabhang und in ein Thal scheint, so erwärmt sich die Luft besonders in der Nähe des Erdbodens; die anfangs horizontalen Isobarenflächen  $AB$ ,  $A'B'$  heben sich und nehmen eine Neigung wie  $A_1B$  und  $A_1'B'$  gegen den

Bergabhang an (Fig. 212). Am Bergabhang selbst, der sich besonders auf der der Sonne gegenüber liegenden Seite stark erwärmt, entsteht ein aufsteigender Luftstrom. Die Folge ist ein Luftstrom im Thale von  $A$

nach *B* und von da besonders an den am stärksten sonnenbeschienenen Seiten ein Aufstieg der Luft längs des Bergabhanges *BB*<sup>1</sup>. Dies ist der sogenannte Thalwind. In der Nacht kühlen sich die Bergabhänge und besonders der Thalboden, wo die Luft staut, ab, die Luft fliesst von *B*<sup>1</sup> nach *B* und von da nach *A* umgekehrt wie am Tag, es herrscht Bergwind.

Die Berg- und Thal-Winde machen sich besonders stark in engen Thälern von relativ grosser Längsausdehnung bemerklich. Sehr bekannt in dieser Hinsicht sind das Engadin-Thal und das Bregaglia-Thal zwischen Chiavenna und dem Maloja-Pass. Die bei Tag herrschenden Thalwinde sind wie die Seebrisen kräftiger entwickelt als die nächtlichen Berg- bzw. Land-Winde.

Im Himalaya sind die Berg- und Thal-Winde sehr kräftig.

Der Walliser Thalwind weht vom Genfer See und ist gewissermaassen als eine Mischung von Thal- und See-Wind anzusehen. Die Luftdruckdifferenz zwischen Siders und Montreux, deren Entfernung in der Luftlinie etwa 50 km, längs des Rhône-Thales 77 km beträgt, erreicht, reduziert auf gleiche Seehöhe am Nachmittag (2—4 Uhr) nahezu 1 mm (höher in Montreux) und in der Nacht (4—6 Uhr) 0,72 mm (höher in Siders). Um 10<sup>h</sup> früh und 8<sup>h</sup> 40 abends ist der Unterschied Null.

Die mittlere Windstärke (um 1<sup>h</sup> nachmittags) zeigt zu Siders folgenden jährlichen Gang (nach Beauforts Skala):

März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.
1,5	1,8	2,2	2,0	2,2	1,7	1,5	1,0,

welcher genau der Sonnenstrahlung folgt.

In höheren Breiten machen sich die Winde von täglicher Periode nur im Sommer geltend; in den Tropen sind sie das ganze Jahr hindurch kräftig.

Am Tag hüllt der aufsteigende Luftström die Berge nachmittags in einen Wolkenschleier, während sie in den Morgenstunden klar sind. Die Thalwinde üben auf die relative Feuchtigkeit an den Bergabhängen denselben Einfluss aus wie die Seebrise auf die Feuchtigkeit der Küstenstationen.

Im Winter sind die Kontinente kälter als die Meere und umgekehrt. Dieser Umstand veranlasst eine jährliche Periodicität der Windrichtung. Diese ist an der Küste des indischen Oceans am stärksten entwickelt, und der Name „Monsune“, den die Winde mit jährlicher Periode in diesen Gegenden führen, ist auf die ganze Erscheinung übertragen. Sie sind auch

an der asiatischen Ostküste sehr kräftig entwickelt und lassen sich sogar an der sibirischen Küste nachweisen. Auch an den Küsten des kaspischen Meeres sind Monsunwinde typisch entwickelt. Australien (besonders der nördliche Teil), sowie die afrikanischen Küsten besitzen Monsunwinde, ebenso Texas und die kalifornische Küste. In Europa treten sie ausser in Südost-Russland an der spanischen Küste auf.

Über dem indischen Ocean an der Südküste Asiens weht der Wind während des Winters in derselben Richtung wie der Passat, also von Nordost. Der Passatwind wird dadurch so verstärkt, dass er den Äquator überschreitet, wobei er zufolge der Erddrehung eine mehr west-östliche Richtung erhält. Die Zone der Calmen fällt dann südlich vom Äquator. Während des Sommers der nördlichen Halbkugel weht der Monsun vom Südwest nach der asiatischen Südküste. Durch seine Heftigkeit verhindert er die Entwicklung des Passatwindes nördlich vom Äquator; der Südost-Passat von der südlichen Halbkugel überschreitet den Äquator und wendet sich dann gegen Osten, wobei er direkt in den Südwest-Monsun übergeht, sodass keine Windstillengegend in dieser Jahreszeit im Indischen Ocean sich entwickelt. Dieser Sommermonsun ist viel heftiger als der Wintermonsun, weil die Temperaturdifferenz zwischen Land und Meer in diesen Gegenden im Sommer viel stärker als im Winter ist.

Wegen ihrer langen Dauer entwickeln sich die Monsunwinde zu viel grösserer Stärke und Mächtigkeit als die Land- und See-Winde. Untersuchungen darüber sind hauptsächlich in Indien unternommen worden. Der Wintermonsun reicht da bis zu etwa 1500 bis 2000 m Höhe und der Gradient vom Himalaya bis Ceylon erreicht im Mittel etwa 0,13 bis 0,14 mm pro Grad (im Januar 0,18 mm). In 2100 m Höhe ist der Gradient umgekehrt.

Beim Sommermonsun ist der Gradient etwa doppelt so gross (0,3 mm). In 2100 m Höhe herrscht derselbe Gradient mit 2—3 mal geringerer Stärke. Der Sommermonsun reicht demnach zu noch grösseren Höhen, die zu 3,5 bis 4,5 km berechnet sind.

Auf Java überschreitet der Monsun nicht 2000 m Höhe.

---

## X. Luftwirbel.

Allgemeines über Luftwirbel. Im allgemeinen ist jede Bewegung der Luft ein Teil eines Luftwirbels, denn sonst würde die Bewegung irgendwo zu einer Aufstauung der Luft führen, was nur auf kurze Zeit und für unbeträchtliche Luftmassen möglich ist. Die zuletzt betrachteten Winde können auch als Luftwirbel angesehen werden, die sich um eine horizontale Achse drehen. Dabei ist im allgemeinen die obere rückfliessende Bewegung der Luft den Beobachtern an der Erdoberfläche weniger bemerkbar, so dass die Wirbelnatur erst bei einer genaueren Untersuchung hervortritt. Wenn man von Luftwirbeln spricht, meint man deshalb auch gewöhnlich nur solche mit mehr oder weniger vertikaler Achse, in welchen die wirbelnde Bewegung bei Beobachtungen an mehreren Stellen rund um die Achse des Wirbels an der Erdoberfläche deutlich hervortritt.

Schon oben haben wir gesehen (vgl. S. 685), wie um ein Barometer-Minimum oder -Maximum, zu welchem die Luftmassen an der Erdoberfläche hin oder von welchem sie wegströmen, zufolge der Erddrehung eine wirbelnde Bewegung entsteht. Die kreisende Bewegung der Luft ist gewöhnlich viel heftiger rund um die Minima, bei welchen auch der Gradient im Mittel viel höher ist wie bei den Maximis, die sich durch mässige Winde auszeichnen. Unter Luftwirbeln versteht man deshalb häufig nur die Bewegung der Luft um solche Minima, welche auch Cyklonen genannt werden.

Diese bilden sich in der gemässigten Zone an Stellen aus, wo ein starker Auftrieb der Luft an der Erdoberfläche, gewöhnlich infolge eines lokalen Temperaturmaximums, herrscht. Sie wandern dann hauptsächlich längs bestimmter Zugstrassen, die mehr oder weniger von Westen nach Osten gerichtet sind. Dabei können sie allmählich an Stärke zu- oder abnehmen.

Der Gradient in diesen Cyklonen übersteigt selten 4 oder 5, man hat aber einen Fall (in Schottland am 14. Okt. 1881) beobachtet, bei welchem der Gradient den Wert 13 erreichte. Noch viel grössere Gradienten kommen bei den kleinen Wirbeln, Typhonen oder Tromben vor, welche unerhörte Verwüstungen verursachen.

Die Richtung der Winde an der Erdoberfläche in der Nähe einer solchen Cyklone folgt dem Buys-Ballotschen Windgesetz. Eine nähere Untersuchung der Luftbewegungen in der Nähe dieses „Sturm-Centra“ ist von Hildebrandsson und Clement Ley für Europa, von Clayton für die Vereinigten Staaten Nord-Amerikas ausgeführt worden. Sie bedienen sich dabei der synoptischen Karten, in welche die Isobaren und Windrichtungen eingezeichnet sind.

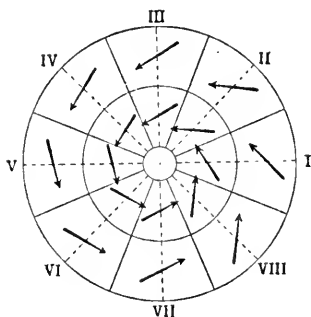


Fig. 213.

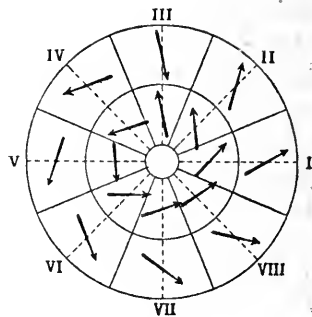


Fig. 214.

Folgende Tabelle und Diagramme (Figg. 213 u. 214) enthalten eine Wiedergabe der Resultate einer grossen statistischen Untersuchung von Cl. Ley. Das Feld um das Centrum (Barometerminimum) ist in 8 Sektoren eingeteilt, von welchem der erste, mit I bezeichnet, sich 22,5 Grad nach rechts und 22,5 Grad nach links von der Zugrichtung des Centrums erstreckt. Das Centrum kommt demnach von der Mitte des Sektors V und zieht durch die Mitte des Sektors I, so dass in den Diagrammen die Zugrichtung des Centrums durch die horizontale Linie V—I dargestellt wird. Die Umgebung des Centrums ist in eine äussere, weiter vom Centrum gelegene, und eine innere, dasselbe umgebende Zone geteilt. Das erste Diagramm giebt die Richtung der Winde an der Erdoberfläche, das zweite die Zugrichtung der Cirrus-Wolken an. In der Tabelle geben die Winkelgrössen die Richtung des Windes nach rechts vom Gradienten an.

## Mittlerer Winkel zwischen Gradient und Windrichtung

Sektor	Niedere Winde		Hohe Winde	
	Innere Zone	Äussere Zone	Innere Zone	Äussere Zone
I	58 <sup>0</sup>	48 <sup>0</sup>	135 <sup>0</sup>	152 <sup>0</sup>
II	53	52	130	163
III	65	62	172	355(?)
IV	81	80	106	99
V	77	79	90	26
VI	74	76	51	101
VII	64	66	73	124
VIII	55	54	102	146

Die mit einem Fragezeichen bezeichnete Ziffer ist sehr unsicher, da sie auf wenige sehr verschiedenartige Messungen begründet ist. Mit Ausnahme dieser einen zeigen alle übrigen Ziffern einen sehr ausgeprägten regelmässigen Gang. Die niederen Winde weichen alle um weniger als 90<sup>0</sup>, im Mittel 66<sup>0</sup> für die innere, 65<sup>0</sup> für die äussere Zone, nach rechts von dem Gradienten ab. In den Sektoren III und VII kommt die Abweichung nahe an diesen Mittelwert, in den Sektoren I, II und VIII auf der Vorderseite der Cyklone ist die Abweichung geringer, im Mittel 55<sup>0</sup> bzw. 51<sup>0</sup>, auf der Hinterseite grösser, 77<sup>0</sup> bzw. 78<sup>0</sup>.

Die höheren, durch den Gang der Cirrus-Wolken angegebenen Winde, divergieren vom Centrum im Gegensatz zu den niederen konvergierenden Winden. Nur die inneren Winde in den Sektoren VI und VII haben eine Komponente gegen das Centrum gerichtet.

Die oberen Winde wehen demnach meist vom Centrum hinaus. Sie weichen dabei nicht wie ein direkt vom Centrum fliessender Luftstrom nach rechts vom Leitstrahl vom Centrum ab; das beweist, dass sie mit einer starken Geschwindigkeit, die nach links vom Leitstrahl gerichtet ist, in die höheren Schichten hinaufkommen. Die Luft rund um das Centrum bewegt sich nämlich in einer Art Schraubenlinie (vgl. S. 687). Die Luft, welche oben ankommt, besitzt demnach eine Bewegung mit einer starken Komponente zur linken Seite des Leitstrahls vom Centrum. In einer bestimmten mittleren Höhe, wo die Schraubenlinie ihre stärkste Krümmung besitzt, wehen die Winde senkrecht zu dem Leitstrahl.

Wegen der starken Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe können diese Wirbel keine grosse Höhe besitzen. Damit nämlich die Wirbel ungeschwächt bleiben, muss ebenso viel Luft oben abfliessen wie unten hinströmt. Der Luftdruck sinkt auf 380 mm in 5,5, auf 190 mm in 10,3,

auf 95 mm in etwa 15 und auf 76 mm in etwa 16,6 km Höhe. In 33 km Höhe ist der Druck auf ein Prozent desjenigen an der Erdoberfläche vermindert. Da nun keine ganz ausserordentliche Geschwindigkeiten in den höchsten Luftschichten beobachtet worden sind, so können die betreffenden Strömungen nicht genug Luft vom Centrum abführen, sondern man muss annehmen, dass schon in 10 bis 15 km Höhe die Schraubenlinie der Luftbewegung parallel zur Erdoberfläche verläuft. Eine Cyklone, deren horizontaler Durchmesser mehrere hunderte, bisweilen sogar tausende von Kilometern erreicht, hat im Vergleich eine sehr mässige Höhererstreckung, höchstens einige wenige (2 bis 5) Prozent der horizontalen Dimensionen. Daraus ist ersichtlich, wie gering die vertikalen Luftbewegungen im Vergleich mit den horizontalen sind.

Es wäre unrichtig sich vorzustellen, dass dem Wirbel, während er sich fortbewegt, immer dieselben Luftteile angehören. Im Gegenteil, aus der unten konvergierenden Bewegung der Luftmassen geht hervor, dass immer neue Luftmassen an der Bewegung teilnehmen, woraus auch mit Notwendigkeit folgt, dass sie oben wieder aus der Cyklone austreten, falls dieselbe weiter fortbesteht.

Die zuströmende Luft füllt die Barometer-Depression aus, die abströmende verstärkt sie; nach der Seite, wo diese Verstärkung am meisten die ausfüllende Wirkung der zuströmenden Luft übertrifft, bewegt sich das Centrum der Cyklone hin. Es ist selbstverständlich, dass die Reibung der Winde an der Erdoberfläche die Bewegung der Cyklone hemmt und ihre Ausfüllung beschleunigt. Die Cyklonen behalten auch ihre Kraft beim Gang über dem Meer, sie werden dort sogar verstärkt, falls die Temperaturverhältnisse dafür günstig sind, sobald sie aber über feste Erdoberfläche hingewandert sind, nehmen sie gewöhnlich an Stärke ab und vergehen allmählich.

Das Wetter in der Nähe der Cyklonen. Bevor die Gesetze der Bewegungen der Cyklonen bekannt waren, suchte man alle meteorologischen Erscheinungen, wie Barometerdruck, Temperatur, Feuchtigkeit u. s. w., die sogenannten meteorologischen Elemente, mit der Windrichtung in Zusammenhang zu bringen. Es war ja selbstverständlich, dass, sobald der Wind aus einer wärmeren Gegend weht, welche nicht allzu trocken ist, er höhere Temperatur und Feuchtigkeit mitführen muss, und bei Abkühlung zu Wolkenbildung und Niederschlag führen kann. Man konstruierte für die verschiedenen Beobachtungsstationen, um die gefundenen Regelmässigkeiten darzustellen, eigenartige Diagramme, sogenannte Wind-Rosen, z. B. die barische Wind-Rose, die thermische Wind-Rose u. s. w., welche

den Zusammenhang zwischen der Windrichtung und den meteorologischen Elementen, wie Barometerdruck, Temperatur u. s. w. angeben sollten. Diese Wind-Rosen können wohl zur Kennzeichnung des Wetters dienen; seitdem aber die Windrichtungen als von dem Barometerdruck abhängig erkannt worden sind, benutzt man die Wind-Rosen zur Charakterisierung des Wetters ziemlich wenig, und man hat statt dessen angefangen, die Verteilung der meteorologischen Elemente in der Umgebung der barometrischen Maxima und Minima, welche als primäre Erscheinung betrachtet werden, zu studieren. Als Beispiel der alten Doveschen Darstellung mögen die barischen und thermischen Wind-Rosen für Mittel-Europa angeführt werden, welche die Abweichungen des Luftdruckes in mm, der Temperatur in Grad C., von dem Mittelwert bei verschiedenen Windrichtungen angeben.

		N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Schwankung
barische	{ Winter	1,9	<b>2,7</b>	1,9	-0,1	-2,0	-2,7	-1,8	0,0	5,4 mm
Rose	{ Sommer	<b>2,0</b>	1,9	0,8	-0,6	-1,7	-1,8	-0,8	0,9	3,8 „
thermische	{ Winter	-3,0	-3,9	-3,2	-1,3	1,3	<b>3,1</b>	2,4	-0,4	7,0° C.
Rose	{ Sommer	-0,1	0,9	1,7	<b>2,2</b>	1,7	0,2	-1,0	-1,0	3,2 „

Wenn man jetzt die Lage eines Ortes in Bezug auf die nächstliegende Cyklone kennt, so ist damit auch die Windrichtung am selben Ort mit recht grosser Genauigkeit gegeben und ebenso die Abweichung der Temperatur, Feuchtigkeit u. s. w. von dem für den Ort und die Jahreszeit normalen Wert. Weiter kann man mit recht grosser Wahrscheinlichkeit die Bewegungsrichtung des Sturm-Centrums und damit die wahrscheinliche Änderung des Wetters in der nächsten Zeit vorher-sagen.

Eine kurzgefasste Übersicht dieses Zusammenhanges, welche sehr stark von lokalen Umständen, wie Lage des Meeres oder Bergketten in der Nähe, abhängt, möge hier gegeben werden.

Die Form der Isobaren um ein Minimum ist meistens elliptisch mit einem Verhältnis der Achsen gleich etwa 1,5. Die mittlere Richtung der längeren Achse geht in Nordamerika und über dem Atlanten nach N 35° E, in Europa nach NE bis E. Der mittlere Durchmesser des Minimums, von 760 mm ab gerechnet, ist in Nordamerika über 1200, auf dem Atlanten etwa 1600 km. Durch Aufeinanderfolge mehrerer Minima können Depressionsgebiete von 10000 km Weite entstehen.

Die Isobaren liegen in Westeuropa gewöhnlich am dichtesten auf der Südseite der Cyklonen, in Amerika und Russland dagegen auf der

Westseite. Der Gradient ist im Mittel am grössten in einer kleinen Entfernung vom Centrum, wie folgende Tabelle von Kassner zeigt.

Entfernung vom Centrum	0—111,	111—222,	222—333,	333—444,	444—555 km
Mittlerer Gradient	2,7	3,2	2,9	2,7	2,8 mm
Entfernung vom Centrum	555—667,	667—778,	778—889 km		
Mittlerer Gradient	2,3	2,3	2,2 mm		

Die Windstärke hängt von der Grösse des Gradienten ab, ist also im allgemeinen am grössten auf der Süd- und West-Seite der Cyklone. Die Windstärke ist ferner da am grössten, wo die Zugrichtung der Cyklone mit der vorherrschenden Windrichtung zusammenfällt (im Sektor VII der Figg. 213 und 214).

Der Ablenkungswinkel der unteren Winde ist oben in Bezug auf die Lage zur Zugrichtung der Cyklone angegeben. Für die verschiedenen Weltgegenden gelten folgende Daten.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Nordatlant . . . . .	76	71	74	81	79	90	90	79	80°
West- und Nord-Europa	63	59	61	61	67	70	72	76	68°
Mittel-Europa . . . . .	34	43	45	48	56	51	40	33	44°
Vereinigte Staaten . . .	31	—	43	—	58	—	40	—	43°
Schneekoppe 1600 m. . .	66	98	100	81	67	66	52	51	74°

Der Ablenkungswinkel ist um so grösser, je geringer die Reibung, am grössten über den Atlanten (80°) und danach auf Höhenstationen (Schneekoppe 74°), am geringsten über dem Binnenland (Vereinigte Staaten 43° und Mitteleuropa 44°); die Küstenländer nehmen eine Mittelstellung ein. Kassner fand den grössten Ablenkungswinkel über dem Land in der westlichen, über dem Meer in der östlichen und südlichen, an der Küste in dem südlichen Quadranten. Dies hängt offenbar mit der Grösse des Gradienten in den verschiedenen Quadranten zusammen.

Der Ablenkungswinkel ändert sich wenig mit der Entfernung vom Centrum (vgl. S. 698), er ist meistens im Sommer etwas grösser als im Winter (in Europa im Mittel um etwa 3°), er wächst mit der Windstärke und folglich mit dem Gradienten, so z. B. fand Spindler für Liban:

Mittlerer Gradient . . .	1,54	1,99	2,56 mm
Mittlere Windstärke . . .	7,2	13,3	21,4 m pro Sek.
Mittlerer Ablenkungswinkel	61	64	70°

Im Schwarzen und Azowschen Meer ist der Gradient im Herbst und Winter bedeutend grösser als im Frühling und Sommer (2,3 bzw. 1,7 mm), womit auch entgegen der oben angeführten Regel der Ablenkungswinkel parallel geht ( $80^{\circ}$  bzw.  $78^{\circ}$ ).

Auf der Äquatorseite (Sektoren VI—VIII) der Cyklonen dreht sich der Wind mit der Sonne (nach rechts), auf der Polarseite (Sektoren II—IV) dagegen gegen die Sonne (nach links) (vgl. Fig. 213).

Die Minima sind von charakteristischen Wolkenbildungen und Niederschlägen begleitet. Ihre Verteilung um das Minimum herum hängt

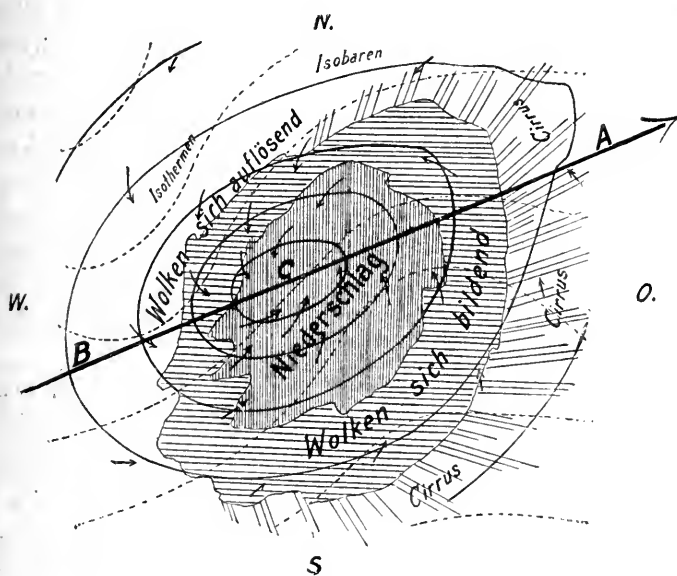


Fig. 215.

sehr von lokalen Umständen und den Jahreszeiten ab. So z. B. führen die östlichen Winde auf der Ost- und Nordseite des Minimums an der amerikanischen Ostküste Niederschlag mit, weil sie vom Atlanten kommen. In Europa sind dagegen die Südwinde und Westwinde (besonders im Winter) warm und feucht und führen Niederschlag auf der Südwest-, Süd- und Südostseite der Depression mit. Auf der Nordseite der Alpen sind die Süd- und Südostwinde trocken, auf der Südseite dagegen die Nord- und Nordostwinde wie gewöhnlich in Europa. Fig. 215 stellt die Verteilung der meteorologischen Elemente um ein nach NE hinwanderndes Barometerminimum dar. Mit Hilfe dieser Figur ist es leicht, sich über

die Wolken- und Niederschlagsverhältnisse beim Vorüberziehen eines Minimums zu orientieren.

Das Minimum ist von einer Wolkendecke begleitet, welche in Europa die grösste Ausdehnung nach SE besitzt, wo die warmen feuchten Süd- und Westwinde aufsteigen. Auf der Vorderseite ist es von einem Cirrus-Schirm umgeben, welcher schon vor dem Barometerfall als Vorbote des annahenden Minimums erscheint. Näher beim Minimum gehen die Cirri in Cirro-Strati und weiter hinein in dicke Alto-Strati über. Unter diesen erscheinen dann Fracto-Nimbi, die weiter gegen das Centrum in Regenwolken, Nimbi, übergehen. Der Niederschlag fällt in der Mitte und auf der Vorderseite der Depression. Auf der Hinterseite strömen kühle, trockne Winde herein, welche die Wolken auflösen.

Da der Ablenkungswinkel mit der Höhe zunimmt, wandern die Wolken, wenn man dem Winde den Rücken dreht, etwas nach rechts und dies um so mehr, je höher sie gehen. Der mittlere Winkel zwischen Windrichtung und Wolkenzug beträgt für Cumuli  $14,5^\circ$ , für Cirro-Strati  $23^\circ$  und für Cirri  $30^\circ$ . Die Cirruswolken divergieren von dem Barometerminimum hinaus. Die mittlere Bewegungsrichtung der Luftmassen fällt nahezu mit derjenigen der Isobaren zusammen. Das Fehlen der Cirri auf der Hinterseite der Cyklonen deutet auf eine absteigende Bewegung der Luft hin.

Lokale Winde: Föhn, Bora, Mistral, Scirocco u. s. w. Die Luftdruckverteilung, welche von der Lage der Cyklonen und Anticyklonen abhängig ist, kann bisweilen heftige Stürme verursachen, denen lokale Verhältnisse, besonders Richtung und Höhe der Gebirgsketten, Eigentümlichkeiten erteilen.

Sie unterscheiden sich von den oben genannten periodischen Winden dadurch, dass die Bedingungen für ihre Entstehung nur gelegentlich verwirklicht sind und nicht zu regelmässigen Zeiten wiederkehren.

Der bekannteste dieser lokalen Winde ist der in den Alpen häufig vorkommende Föhnwind. Wenn über Deutschland ein Minimum, über der lombardischen Ebene ein Maximum des Luftdruckes liegt, so fliesst die Luft nach Norden über die Alpen hinüber. Beim Aufstieg an den südlichen Abhängen der Alpen kühlt sich die meist sehr feuchte Luft ab und giebt gewaltige Regenschauer ab. Die Abkühlung beträgt dabei etwa  $0,4\text{--}0,5^\circ \text{C. pro } 100 \text{ m.}$  Wenn dieselbe Luft auf der Nordseite der Alpen wieder hinunter sinkt, steigt ihre Temperatur aber viel schneller — um etwa  $1^\circ \text{C. pro } 100 \text{ m.}$  — als sie auf der Südseite gesunken. Die Luft kommt demnach in den mittleren und nördlichen Thälern der

Alpen, besonders Wallis, Nordostschweiz und Vorarlberg, wärmer an als sie am Südabhang dieser Bergkette aufgestiegen ist. Auf diese Weise entstehen plötzliche Temperatursteigungen von bis  $10-12^{\circ}\text{C}$ . und mehr, welche bei der Trockenheit der Luft eine ausserordentlich starke Verdunstung und ein geschwindes Abschmelzen des Schnees hervorrufen. Die Temperatur steigt dabei mitten im Winter auf  $15-22^{\circ}\text{C}$ ., die Feuchtigkeit sinkt häufig auf 30 Proz., bisweilen sogar unter 10 Proz. (Bludenz 31. Jan. 1869  $6^{\text{h}}$  V. M. 6 Proz.). Die starken, plötzlichen Schneeschmelzen verursachen häufig verheerende Überschwemmungen und bisweilen noch gefährlichere Erdrutsche. In den engen Thälern des Rheins, der Linth, der Reuss und der Rhône entwickelt sich der Föhn bisweilen zum Orkan. Durch seine Wirkungen und durch die Berührung mit dem kalten Boden verliert der Föhn bald seine Eigentümlichkeit und beim Austritt in die deutsche Ebene ist er gewöhnlich in einen normalen Südwind verwandelt.

Der Föhn kann auch entstehen, ohne dass der Wind von jenseits der Alpen kommt, es genügt häufig, dass er unter dem Einfluss einer gewöhnlich im Nordwesten liegenden Barometerdepression von den Bergkämmen der Alpen hinunterfließt. Im Frühjahr, der Jahreszeit, in der der Föhn am gewöhnlichsten auftritt, ist der Temperaturunterschied in verschiedenen Höhen in den Alpen relativ gering und ein Herabsinken der Luft genügt, um ihr eine hohe Temperatur zu verleihen. Aus diesem Grund ist der Föhn im Frühling am gewöhnlichsten, im Sommer am seltensten. So kommen in der Schweiz auf 40,9 Föhntage pro Jahr 9,1 im Winter, 17,3 im Frühling, 4,9 im Sommer und 9,6 im Herbst vor. Zu Bludenz sind die entsprechenden Ziffern 10,6, 8,2, 3,1 und 10,0, zusammen 31,9 und zu Innsbruck 9,5, 17,0, 5,0 und 11,1, zusammen 42,6.

Auch auf der Südseite der Alpen tritt sogenannter Nordföhn auf, falls über dem Mittelmeer niedriger Luftdruck oder in den nördlichen Alpen hoher Luftdruck herrscht.

Der Föhnwind verläuft oft stossweise oder in kleinen Wirbeln, wodurch in den Wäldern mächtige Verheerungen entstehen.

Föhnähnliche Winde kommen in mehreren Gegenden vor, beispielsweise in dem Felsengebirge Nordamerikas, an der Westküste Grönlands.

Der Scirocco-Wind auf Nord-Sicilien, in Süd-Italien und besonders an der Nordküste Algiers und Tunesiens, zeigt grosse Ähnlichkeit mit dem Föhn; er steigt die Bergabhänge herunter und ist sehr trocken und ausserordentlich heiss. In anderen Fällen, wenn der Föhn-ähnliche Wind

direkt von dem Meer kommt, ist er feucht und verdankt seine Hitze den heissen Gegenden, aus welchen er stammt.

Bisweilen kommt die herabsteigende Luft aus einem so stark abgekühlten Hinterlande, dass sie trotz ihrer Erwärmung beim Abstieg starke Kälte mitbringt, dann nämlich, wenn ein kaltes Hochland steil gegen ein warmes (auf der nördlichen Halbkugel) südlich davon gelegenes Meer abfällt. Dies ist an der istrianischen Küste unter dem Karst, bei Novorossisk am schwarzen Meer, unter dem Kaukasus und an der provençalischen Küste unter den Seealpen und den Cevennen der Fall. Die betreffenden Winde werden Bora und Mistral genannt. Sie treten besonders häufig dann auf, wenn über dem Hinterland ein Barometermaximum mit starker Kälte liegt. Diese Winde kommen mit heftigen Stössen, Mazelle hat solche von 50—60 m Geschwindigkeit pro Sek. zu Triest konstatiert, obgleich die damals beobachtete Bora nicht unter den heftigsten war. Der heftige Wind treibt alles ins Meer, Eisenbahnwagen werden bisweilen von dem Mistral umgestürzt; bei Bora spannt man in Triest Seile längs des Hafens aus, um zu verhüten, dass Menschen ins Meer geweht werden. Die heftigen Windstösse zerpeitschen die Wellen, sodass über dem Meer eine Art von Nebel liegt. Bei Novorossisk frieren die hinaufgeschleuderten Wellen bei der starken Kälte in der Takelung der Schiffe und bringen sie fast zum Versinken im Hafen.

Diese Winde haben ein Maximum am Vormittag, ein Minimum um Mitternacht; sie laufen dem Temperaturunterschied zwischen dem warmen Meer und dem kalten Land parallel. Sie sind dementsprechend auch im Winter am heftigsten.

Diese Winde erstrecken ihre Wirkungen nicht sehr weit auf das Meer hinaus. Eine niedrige Küstenstrecke von einiger Breite mildert sie auch beträchtlich.

**Tropische Cyklonen und Typhonen.** In den Tropen ist der Gang des Barometers sehr regelmässig, er wird nur äusserst selten durch das Vorüberziehen eines Barometerminimums gestört. Die Barometerminima in diesen Gegenden haben eine relativ geringe seitliche Ausdehnung, die Wirbelbewegung in ihnen ist dafür um so heftiger und sie stellen grosse Verheerungen auf dem Meer und an den Ufern an. Sie werden Cyklonen oder Typhonen genannt, den letzten Namen tragen sie in den ostasiatischen Fahrwässern. Sie sind sehr selten. In Westindien kommen jährlich 2 bis 3 vor, im bengalischen Meerbusen 2, im südindischen Ocean 9, im südlichen Stillen Ocean (neue Hebriden bis Samoa) 4. Dobereck rechnet

jährlich 19 Typhonen. Die Häufigkeit der Stürme ist nach Maury folgende (auf 1000 Beobachtungen):

Breite	Häufigkeit
0—5 °	0,6
5—10	1
10—15	8
15—20	11
20—25	19
25—30	32
30—35	77
35—40	131
40—45	105
45—50	140
50—55	160
55—60	265

Es ist nur ein quantitativer Unterschied zwischen diesen eng begrenzten Wirbeln und den in unseren Gegenden gewöhnlichen von etwa 10 mal so grosser Ausbreitung. Man hat auch Fälle verfolgt, in welchen von Süden kommende heftige Cyklonen sich zu weitumfassenden Barometerminimis in nördlicheren Gegenden entwickelt haben. Man hat deshalb auch den Namen Cyklone auf die in temperierten Gegenden gewöhnlichen Wirbelstürme übertragen. Die ursprünglich sogenannten Cyklonen werden jetzt als „tropische Cyklonen“ bezeichnet.

Zufolge ihrer starken Konzentration weisen die tropischen Cyklonen ungewöhnlich grosse Gradienten auf. In einer Cyklone, die am 1. Okt. 1866 die Bahama-Inseln passierte, war der Druck im Centrum 703 mm und in 460 km Entfernung 754 mm, das Barometer sank 18 mm in einer Stunde und Gradienten bis zu 13—14 wurden beobachtet. In einer Cyklone vom Mai 1881, die im arabischen Meer auftrat, wurde ein Maximalgradient von 38 mm berechnet (in 56 km Entfernung vom Centrum). Für andere Entfernungen wurden folgende Mittelwerte gefunden.

Entfernung . . .	0—80	80—160	160—240	240—320	300—500 km	
Gradient . . .	16,3	7,9	3,7	2,3	2,0	mm
Ablenkungswinkel	77	51	53	61	62	°
Windstärke . .	10,1	9,7	8,5	6,8	7,5	Beaufort.

Nach den Wirkungen der Cyklonen zu urteilen — Gebäude werden umgestürzt, Bäume entlaubt und entwurzelt, die ganze Vegetation wie vom

Feuer weggefeht — erreicht in ihnen die Windgeschwindigkeit mehr als 50 m pro Sek. Am 20. Okt. 1882 ging eine Cyklone über Manila, wo das Barometer in anderthalb Stunden von 745 auf 728 mm fiel, und das Anemometer eine Windgeschwindigkeit von 54 m pro Sek. registrierte, bevor es durch eine vom Sturm losgerissene Palme zerbrochen wurde. Bei der Cyklone vom 22. Sept. 1885 zu Falsepoint wurde 689,2 mm Druck beobachtet, zu Apia am 6. April 1850 sogar 687 mm, woran jedoch eine unbekannte Korrektur anzubringen ist. Dies sind die niedrigsten an der Meeresoberfläche beobachteten Luftdrucke.

Ebenso wie die gewöhnlichen Cyklonen enthalten diese heftigen eine mittlere Gegend der Windstille, welche das „Auge des Sturmes“ genannt wird. Der Durchmesser dieses Windstillengebietes erreicht 25 bis 50 km. Nur in der Mitte desselben herrscht vollkommene Windstille, die anderen Teile sind durch eine relative Windstille oder durch Windstöße aus verschiedenen Richtungen ausgezeichnet.

Die Luftmassen, welche sich dem Centrum des Sturmes nähern, werden zufolge der stetig zunehmenden Krümmung ihrer Bahn durch eine immer zunehmende Centrifugalkraft von der Mitte abgelenkt und ziehen sich während des Kreisens um den Mittelpunkt in die Höhe.

Auch in diesem Fall sind trotz der im Vergleich zu den gewöhnlichen Cyklonen stark reduzierten Querdimensionen des Wirbels die vertikale Komponente der Bewegung im Verhältnis zur horizontalen recht unbedeutend. Trotzdem ist die aufsteigende Bewegung sehr schnell, denn wenn z. B. die vertikale Geschwindigkeit nur 5 Proz. von der horizontalen ausmacht, und diese 40 m pro Sek. beträgt, so wird sie 2 m pro Sek. In einer Stunde wären demnach über 7 km — das ist nach der Schätzung von Dobereck die mittlere Höhe der tropischen Cyklonen, vermutlich erreichen sie diese Höhe aber selten — in vertikaler Richtung zurückgelegt. Diese aufsteigende Bewegung veranlasst eine ausserordentlich starke Wolkenbildung rund um das Centrum herum und damit verbunden, äusserst heftige Regengüsse. Im Centrum selbst ist bisweilen der Himmel heiter oder die Wolken sind viel weniger dicht als in der Umgebung.

Die starke Kondensation des Wasserdampfes bewirkt, dass die vertikale Abnahme der Temperatur in der Cyklone sehr gering ist und sich geringer erhält als in der Umgebung, wodurch eine stetige saugende Wirkung der Cyklonenmitte beibehalten wird, und die Cyklone sich erhält.

Diese Dauerhaftigkeit der tropischen Cyklonen ist übrigens recht unbedeutend, sobald sie festen Erdboden mit grösserer Reibung erreichen.

Auch sind relativ unbedeutende Höhenzüge so grosse Hindernisse für sie, dass sie sich daran bald auflösen. Man schliesst hieraus, dass die tropischen Cyklonen eine erheblich geringere Mächtigkeit in vertikaler Richtung als die aussertropischen besitzen. Wenn sie nach höhere Breiten gelangen, vergrössern sich auch ihre Höhendimensionen.

Die tropischen Cyklonen entstehen, wie die Beobachtungen der indischen Meteorologen zeigen, wenn über dem Meer die Luftdruckverteilung kein entschiedenes Gepräge besitzt. Nach den Beobachtungen über bengalische Cyklonen entstehen sie in einem Windstillengebiet, das zwei verschiedene Windsysteme trennt. Es können unter solchen Verhältnissen ungleichmässig gerichtete Gradienten vorkommen, wodurch die Luftmassen in eine drehende Bewegung geraten. Dadurch entwickeln sich Fliehkräfte, welche eine saugende Wirkung im Centrum hervorrufen, wodurch neue Luftmassen hineingezogen werden. Wegen der geringen ablenkenden Wirkung der Erddrehung in den äquatorialen Gegenden können die Luftmassen ganz nahe an das Centrum herankommen, und zufolge der lange wirkenden Beschleunigung durch die Gradienten, auch wenn diese unbedeutend sind, eine starke Geschwindigkeit erhalten.

Helmholtz hat ein sehr anschauliches Bild gegeben, wie er sich die Entstehungsweise der Cyklonen vorstellte. Ein cylindrisches Gefäss, dessen Boden in der Mitte mit einem Loch versehen ist, ist mit Wasser gefüllt; man bringt das Wasser, während das Loch durch einen Pfropfen geschlossen sein mag, in mässige Drehung und zieht nun den Pfropfen aus, so fliesst das Wasser in der Nähe des Lochs aus. Dasselbe wird durch Wassermassen von mehr peripherischen Teilen des Gefässes ersetzt, welche grössere Geschwindigkeiten besitzen, die während des Strömens noch zunehmen. Wenn diese Wassermassen im Centrum angekommen sind, haben sie eine solche Fliehkraft, dass sich über dem Loch eine wasserleere Röhre bildet, die sich oben trichterförmig erweitert. Nur sehr wenig Wasser fliesst durch das Loch hinaus, und zwar solches, das durch Reibung am Boden seine Geschwindigkeit und damit Fliehkraft eingebüsst hat.

In den Cyklonen steigt ein Teil der Luft in der Nähe des Centrums auf, da die heftige Kondensation in den oberen centralen Schichten relativ hohe Temperatur hervorbringt.

Die tropischen Cyklonen bewegen sich in der Nähe des Äquators nach W mit einer polwärts gerichteten Komponente. In der Nähe der Wendekreise geht die Richtung nach W in eine solche nach E über.

Die polwärts gerichtete Komponente bleibt bestehen. Die Folge davon ist, dass die Bahnen der tropischen Cyklonen eine gebogene Gestalt, die derjenigen einer Parabel ähnelt, erhalten.

Die nach dem Pole gerichtete Komponente erklärt Ferrel so, dass auf der polaren Seite der Cyklone die zuströmende Luft stärker durch die Erddrehung abgelenkt wird als auf der äquatorialen Seite. Die Cyklone füllt sich deshalb auf der äquatorialen Seite rascher mit Luft als auf der polaren, woraus eine gegen den Pol gerichtete Bewegung des Barometerminimums resultiert. Die andere Komponente rührt von der vorherrschenden Windrichtung in der Umgebung her, ist also in dem Gebiete der Passaten nach Westen gerichtet, in höheren Breiten dagegen nach Osten.

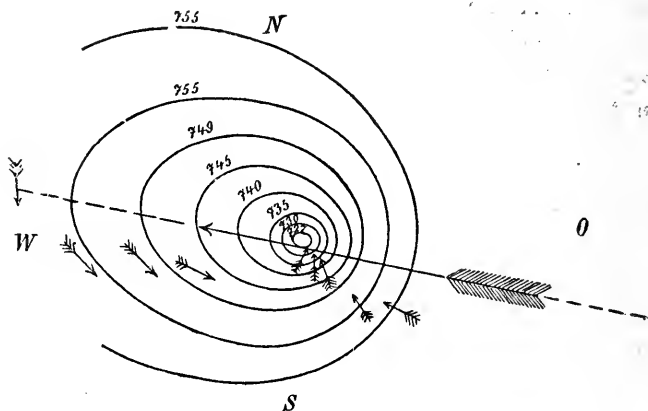


Fig. 216.

Der Ablenkungswinkel erreicht in den tropischen Cyklonen ungefähr denselben Wert wie in den aussertropischen. Er wechselt etwas mehr, zwischen etwa  $36^\circ$  und  $92^\circ$ , je nach der Lage des Quadranten, um einen Mittelwert von etwa  $60^\circ$  nach den Messungen, die in Cyklonen am bengalischen Busen gemacht worden sind. Wegen der relativ geringen Ausbreitung der tropischen Cyklonen sind sie ziemlich gleichmässig nach allen Seiten ausgebildet und speziell ist die Temperaturverteilung um das Centrum eine symmetrische. Aus diesem Grund sind sie leichter theoretisch zu behandeln, wie die aussertropischen Wirbel. Die Isobaren können nach Abercromby als Ellipsen dargestellt werden mit einem Achsenverhältnis 3:2 (Fig. 216).

Die tropischen Cyklonen führen durch die Heftigkeit ihrer Winde und durch den stürmischen Aufruhr der Wellen die Schiffe in ernstliche

Gefahren. Bei dem regelmässigen Gang des Barometers in den Tropen ist jedes abnorme Sinken des Luftdruckes ein Warnungszeichen, das die Nähe einer Cyklone verkündet. Nach Piddington entspricht:

Barometerfall pro Stunde	Entfernung vom Centrum
0,5—1,5 mm	500—300 km
1,5—2 „	300—200 „
2 —3 „	200—150 „
3 —3,8 „	150—90 „

Aus der Windrichtung bildet man sich nach dem Buys-Ballot-schen Windgesetz eine Vorstellung über die Lage des Cyklonen-Centrums. Dabei achtet man auch auf den Gang der Wolken in mittlerer Höhe, welche sich nahezu tangential zum Umkreise der Cyklone bewegen. Cirrus-Wolken umgeben die tropischen Cyklonen auf allen Seiten, während sie ausserhalb der Tropen nur auf der Vorderseite vorkommen. Die Cirrus-Streifen gehen bei den tropischen Cyklonen radial vom Centrum aus, was für die Beurteilung seiner Lage sehr wertvoll ist. Das Wolken-schild über der Cyklone hat einen Durchmesser von 1000—1500 km, wobei die Cirrus-Wolken weiter verbreitet sind als das niedere Gewölk. Die Wolkenbank ist dem Segler in 500—600 km Entfernung sichtbar. Die indischen Cyklonen führen starke Gewitter an allen Seiten, die west-indischen sehr selten auf der Vorderseite. Auf der Nordhalbkugel wehen die Winde auf der rechten Seite der Cyklonenbahn in derselben Richtung, wie die Cyklone sich bewegt, deren Bahn, wie oben angegeben, recht regelmässig verläuft und deshalb ziemlich genau berechnet werden kann. Lenzt man also auf dieser Seite vor dem Winde, so läuft man Gefahr, in die Cyklonenbahn hineinzugeraten. Diese Seite wird deshalb die „gefährliche“ genannt. Das Centrum der Cyklone ist für den Segler sehr gefährlich, teils durch die heftige Kreuzsee, die infolge des verschieden gerichteten Wellengangs dort herrscht, teils wegen der Windstille, die die Segelschiffe vollkommen hilflos lässt.

Auf der linken Seite der Cyklone dagegen wehen die Winde in entgegengesetzter Richtung zu derjenigen, in der die Cyklone fortschreitet. Diese Seite wird deshalb die „fahrbare“ genannt. Die Windstärke ist dort auch viel geringer als auf der rechten Seite. Wenn ein Segler in die gefährliche Seite hineingeraten ist, muss er bestrebt sein, sich in senkrechter Richtung zur Cyklonenbahn zu entfernen. Er muss deshalb den Wind von der rechten Seite des Schiffes nehmen. Auf

der linken Seite der Cyklonenbahn ist es jedenfalls auch ratsam, von dieser abzusteuern, wobei der Wind von der linken Seite des Schiffes wehen muss. Auf der südlichen Halbkugel sind die Steuerregeln umgekehrt.

Bei dem Nahen einer Cyklone gegen die Küste steigen die Wellen über die Küstenniederung und können viel schlimmer verheerende Überschwemmungen hervorrufen als der eigentliche Wolkenbruch in der Cyklone, der bisweilen 250—400 mm Regen giebt. So z. B. hoben sich die Wogen unter einer Cyklone vom 1. Nov. 1876 3—14 m hoch über das grosse Ganges-Delta, wobei 7800 km<sup>2</sup> überschwemmt wurden und

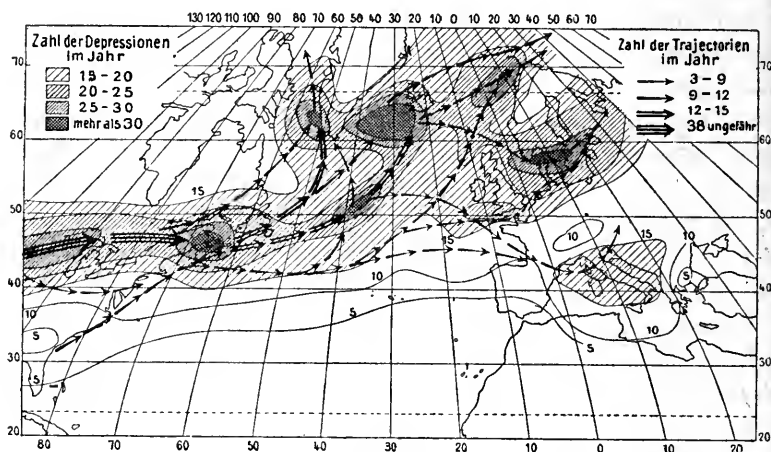


Fig. 217.

mehr als 100 000 Menschen den Tod fanden. Noch mehr Menschen (125 000) starben später an Hunger und Cholera. Eine ähnliche Sturmwellen zerstörte Galveston in Texas am 8. Sept. 1900. Als Vorboten der tropischen Cyklonen gelten Barometerfall, schwüle Luft, eine eigentümliche ziegel- bis kupferrote Farbe des Himmels, Cirrus-Schleier mit Höfen, Dünungen an der Vorderseite oft mehrere Tage vorher, Wolkenbänke mit Blitzen, bis 2—3 Tage vorher.

Die Zugstrassen der Barometerminima. Vergleicht man die synoptischen Karten von verschiedenen kurz nacheinander folgenden Zeiten, so findet man gewisse Regelmässigkeiten in der Art, wie die Cyklonen sich bewegen.

Fig. 217 giebt nach Köppen eine Karte über die nördliche Halbkugel zwischen dem nordamerikanischen Felsengebirge und Ural, auf

welcher die Häufigkeit des Vorkommens von Minimen durch Schraffierung und die Richtung und Frequenz der Zugstrassen durch Pfeile von verschiedener Stärke angegeben sind. Als Oberflächeneinheit ist dabei die von zwei Meridiankreisen, die 10 Längengrade voneinander entfernt sind, und den 50. und 55. Breitengraden eingeschlossene Fläche, als Zeiteinheit das Jahr genommen. Aus dieser Karte ersieht man, dass die Barometerminima südlich vom 30. Breitengrad äusserst selten sind (unter 5 pro Jahr), dass sie ebenfalls nördlich vom 50. Breitengrad auf dem amerikanischen Kontinent und im Osten des europäischen relativ selten vorkommen.

Dagegen giebt es recht scharf begrenzte Maximalgebiete (Häufigkeit über 30): 1) westlich von den grossen amerikanischen Seen, 2) über Neu-Braunschweig (an der Südküste von Canada), 3) westlich von der Südwestküste Grönlands in der Davis-Strasse, 4) zwischen der Südspitze Grönlands und Islands in der Dänemarkstrasse, 5) im Atlanten 51° n. Br. und 38° w. L., 6) ausserhalb der Lofoten-Inseln an der Nordwestküste Norwegens und 7) über Dänemark und Südschweden. Sekundäre Maxima mit einer Häufigkeit zwischen 20 und 25 pro Jahr liegen südwestlich von England und Irland, im Golf von Genua und im Norden des Adriatischen Meeres.

Die Hauptzugstrassen sind folgende: 1) die am meisten frequentierte geht in beinahe westöstlicher Richtung in Nordamerika längs des 46. Breitengrads. In der Nähe von Neufundland teilt sich dieselbe; ein Teil 2) biegt ab gegen Norden zur Davis-Strasse, die Mehrzahl der Cyklonen setzt aber den Weg 3) nach Nordosten gegen Island fort, von wo die Hauptmenge 4) weiter nach Nordosten gegen die Nordküste von Norwegen sich begiebt, während ein geringerer Teil 5) gegen ESE über der Nordsee und 5a) Mittelschweden oder 5b) Jütland und Südschweden gegen die Ostsee hinwandert. Eine relativ geringe Zahl von Cyklonen fängt ihre Laufbahn 6) an der amerikanischen Küste zwischen 30° und 40° n. Br. an, läuft dann längs des 43. Breitengrads über des Atlanten bis zu 45° w. L., danach geht die überwiegende Mehrzahl dieser Cyklonen 7) nach Nordosten ausserhalb den Küsten von Schottland und Norwegen, während eine geringe Zahl derselben 8) durch den englischen Kanal zur Ostsee hinaufdringt oder 9) nach Osten gegen den Busen von Biscaya oder Bretagne und von da zum Golfe von Genua und dem Nordteil des Adriatischen Meeres sich hinbewegt, um von da 10) zum Schwarzen Meere oder 11) nach den Ostseeprovinzen (im Sommer) hinzuwandern.

Die Zugstrasse 4) wird im Herbst und Winter bevorzugt, ebenso die

nahe damit zusammenfallende 7). Die Zugstrasse 5) wird auch im Winter 5a) im Vorwinter, 5b) im Spätwinter am meisten besucht, die 8) dagegen im Sommer und Herbst, während 9) im Winter die grösste Rolle spielt.

Die Cyklonen meiden die Gebirgsketten. Die Alpen und sogar der hochgelegene Teil Skandinaviens wird von ihnen umgangen, dagegen laufen sie durch die Nordsee über Kattegat und die schwedischen Seen oder über die niedrig liegenden Gegenden Jütlands und Schonens gegen die Ostsee und die finnländischen Seen zum Weissen Meer, oder sie werden nach dem Golf von Genua, dem Adriatischen und Schwarzen Meer abgelenkt.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Barometerminima ist je nach den Umständen höchst verschieden und an den Stellen, wo ihre Frequenz Maxima besitzt, zeigen sie eine Neigung zu stocken. Sie beschreiben in diesen Gegenden bisweilen geschlossene Kurven. Für die mittleren Bewegungsgeschwindigkeiten hat man jedoch einige recht ausgeprägte Regelmässigkeiten gefunden.

So ist diese Geschwindigkeit in den Vereinigten Staaten grösser, 11,6 m pro Sek. (= 41,8 km pro Stunde), auf dem Atlanten und in West-Europa viel geringer, 7,8 bzw. 7,5 m pro Sek. (28,1 bzw. 26,9 km pro Stunde), nach Osten wiederum grösser, in Russland 9,4, in Japan 10,5 m pro Sek. (33,9 bzw. 37,8 km pro Stunde.) Sie ist grösser im Winter, 14,2 m in den Vereinigten Staaten, 12,4 m in Japan, 8,2 m im Nordatlanten, 8 m in West-Europa, 10,8 m in Russland, als im Sommer 9,7 bzw. 7,8, 7,4, 6,6 und 8,0 m pro Sek. Man hat stationäre Minima und solche mit einer Geschwindigkeit von 35 m pro Sek. beobachtet. Im allgemeinen ist die Geschwindigkeit auf den frequentiertesten Zugstrassen am grössten.

Die meisten Barometerminima erscheinen in der kalten Jahreszeit. Von 100 Minimen, die über dem mittleren Atlanten zwischen 45° und 60° n. Br. auftreten, fallen auf:

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
20	17	11	5	2	2	2	3	2	6	13	17

Unter den Minimen, welche nördlich von Schottland sich den Küsten Europas zuwenden, kommen 36 Proz. auf den Winter, 29 Proz. auf den Herbst, 19 Proz. auf den Frühling und 16 Proz. auf den Sommer.

Die jährliche Periode der Cyklonen von langer Dauer ist folgende

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst	Jahr
Vereinigte Staaten	5,3	3,9	1,2	2,6	13,0
Atlant . . . .	8,0	3,9	4,2	5,9	22,0
Europa . . . .	6,0	3,9	1,8	3,6	15,3

Die tiefsten Depressionen kommen im Winter, die flachsten im Sommer vor.

Wegen des grossen Einflusses der Cyklonen auf das Wetter hat man sich eifrig bemüht, ihre Tendenz die eine oder andere Bahn einschlagen in Zusammenhang mit der Verteilung meteorologischer Elemente zu setzen. Van Bebbber hat folgende Regel gegeben: Liegen hoher Luftdruck und hohe Temperatur in derselben Richtung vom Barometerminimum, so verschiebt sich dasselbe in einer zum Druck- und Temperaturgradienten senkrechten Richtung, sodass hoher Druck und Wärme auf die rechte Seite der Bahn zu liegen kommen. Fallen die Gradienten des Druckes und der Temperatur in entgegengesetzte Richtungen, so bewegen sich die Minima nur schwach, werden stationär und ziehen sich in längliche Formen aus. Falls der eine Gradient schwach ausgeprägt ist, so richtet sich die Bewegung der Cyklone nach dem anderen stärker wirksamen Gradienten. Cl. Ley bemerkt eine Tendenz der Richtung der Cyklonenbewegung, einen Winkel von etwa  $45^\circ$  mit dem Gradienten des Temperaturgefälles zu bilden. Bei der Verwendung der van Bebbberschen Regel muss man nicht nur auf den Druckgradienten in niedrigeren Luftschichten, sondern auch auf denjenigen in höheren Luftschichten Rücksicht nehmen.

Weil die Temperatur im Mittel nach Süden zunimmt, haben die Bahnen der Cyklonen eine allgemeine Tendenz nach Osten zu gehen. Im Winter liegt für Europa die hohe Temperatur nach Südwesten, senkrecht zu dieser Richtung liegt die Zugstrasse 9 über Frankreich oder an den Biscayabusen hinein, die im Winter häufig eingeschlagen wird. Im Sommer ist dagegen Russland stark erwärmt, was der Zugstrasse 11 entspricht. Der Verlauf der Isobaren im Winter zeigt einen ausgesprochenen Parallelismus mit den winterlichen Zugstrassen über dem atlanten und längs der norwegischen Küste.

Die tropischen Cyklonen entstehen gewöhnlich an der Grenze zwischen dem äquatorialen Windstillengebiet und den Passatgebieten. Sie folgen den atmosphärischen Bewegungen in den unteren Luftschichten. Im Nordatlanten weht der Wind in einem grossen Wirbel, die Cyklonen folgen dieser Bewegung und folgen an der westindischen Seite den Isobaren, die das südatlantische Barometermaximum umschliessen. Dadurch erhält ihre Bahn eine parabolische Krümmung (vgl. S. 709). Dieselbe Form zeigen auch die Cyklonen im Indischen Ocean häufig. Bisweilen beschreiben sie aber Bahnen von sehr verwickelter Form, z. B. mit ge-

geschlossenen Schlingen (z. B. die Cyklone, welche Manila am 5. Nov. 189 überschritt).

Die Bahngeschwindigkeit der tropischen Cyklonen ist sehr wechselnd; im allgemeinen ist sie geringer als diejenige der außertropischen Wirbeln. Sie erreicht im Mittel etwa 6,5 m pro Sek. bei den westindischen, 4 m pro Sek. bei den asiatischen Cyklonen.

Die tropischen Cyklonen zeigen im allgemeinen einen sehr ausgeprägten jährlichen Gang mit einem Maximum zur heissesten Jahreszeit, wie die folgende Tabelle zeigt:

	Br.	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Antillen . . . 20° N.	2	1	3	—	—	2	13	27	24	19	6	3	3
Chinesische See 15° N.	1	—	—	2	4	6	19	22	26	11	6	3	3
Golf v. Bengalen 15° N.	2	—	1	8	18	9	3	3	5	27	16	8	8
Omansches Meer 15° N.	3	—	1	15	20	28	—	2	5	7	16	3	3
Südind. Ocean . 20° S.	24	25	18	12	4	1	—	—	—	1	5	10	10
Südteil d. Stillen Oceans 20° S.	29	19	28	5	1	—	—	—	1	1	4	12	12

Über den beiden Meerbusen östlich und westlich von der vorderindischen Halbinsel ist die allgemeine Regel durchbrochen, es zeigt sich dort zwei Maxima im Frühling und Herbst. Dies beruht darauf, dass in diesen Jahreszeiten ein Übergangszustand zwischen den entgegengesetzt gerichteten Winter- und Sommer-Monsunen mit häufiger Windstille besteht. Die anderen Cyklonenmaxima begleiten den Eintritt der äquatorialen Calmen in den betreffenden Gegenden im Sommer. In der Atlantik südlich vom Äquator kommen keine Cyklonen vor, weil die äquatorialen Calmen sich nie dahin erstrecken. Die anticyklonalen Calmen der Breiten geben aus leicht verständlichen Gründen zu Cyklonen keinen Anlass.

**Anticyklonen.** Wie rund um ein Barometerminimum eine Cyklone mit auf der Nordhalbkugel linksdrehenden, nach innen konvergierenden Winden entsteht, so bildet sich um ein Barometermaximum eine sogenannte Anticyklone mit rechtsdrehenden, an der Erdoberfläche divergierenden Winden aus, die im Gegensatz zu den Winden im Cyklonensystem recht schwach sind. Dies beruht darauf, dass der Gradient in den Anticyklonen meistens (besonders im Centrum) relativ gering ist, oder mit anderen Worten daselbst die Isobaren wenig dicht liegen, was mit der gewöhnlich grossen Ausbreitung der Anticyklonen zusammenhängt). Die gut begrenzten Anticyklonen besitzen meist

eine elliptische Form mit dem mittleren Achsenverhältnis 1,8 bis 1,9. Die Richtung der grossen Achse ist in Amerika im Mittel NE, in Europa und über dem Atlanten N 75° E, also nahezu nach Ost. Die Entfernung zwischen den Centren benachbarter Cyklonen und Anticyklonen ist in Amerika und auf dem Atlanten etwa 3800 km. Der mittlere Durchmesser der europäischen Anticyklonen (von 762 mm ab gerechnet) beträgt nicht weniger als 5000 km in nordöstlicher, 7800 km in westöstlicher Richtung. Sie treten am häufigsten im Winter (Dez.—Jan. weist 79 Proz. derselben auf, dabei wurden nur Maxima von 787 mm ab mitgerechnet).

Die Anticyklonen verleihen oft der Witterung einen ausgesprochenen Charakter, weshalb ihre Eigenschaften eingehenden Studien unterworfen wurden. Man unterscheidet zwei Arten von Anticyklonen. Einerseits kommen grosse Anticyklonen vor, in denen die Luft langsam über einer grossen Fläche hinabströmt, oft zufolge starker Kälte. Sie sind relativ stetig und lagern häufig während mehrerer Tage oder Wochen über derselben Gegend. Von dieser Art sind die grossen Winter-Anticyklonen in Nord-Asien und solche Erscheinungen sind in Europa, besonders im Winter, nicht selten. Es sind dies die eigentlichen typischen Anticyklonen.

Andererseits giebt es auch, besonders in Nord-Amerika, kleine Anticyklonen, ausgebildet zwischen zwei Cyklonen, die sich in kurzem Abstand folgen. In diesen Maximis strömt die Luft herunter, welche in den nahe gelegenen Minimis hinaufströmt. Sie sind deshalb als eine Art Folgeerscheinungen der Minima anzusehen, deren Charakter, recht dicht liegenden Isobaren und relativ heftige Winde, sie teilen. Sie wandern auch relativ schnell mit den Cyklonen vorüber. Sie haben meist eine unregelmässige, oft bandförmige Gestalt.

In den eigentlichen grossen Anticyklonen herrscht eine grosse Ruhe der Luft und in ihren mittleren Teilen vollkommene Windstille. Der Himmel ist bei der absteigenden Bewegung der Luft ganz heiter und die Luft trocken, was im Winter eine heftige Ausstrahlung der Wärme zur Folge hat. Die abkühlende Wirkung der Ausstrahlung erstreckt sich auf die niederen Luftschichten, und dort bilden sich, wenn die Verdunstung der Bodenfeuchtigkeit Wasserdampf hingeführt hat, Nebel und niedrige Wolken, ohne dass jedoch Niederschlag eintritt. Die Bergkämme ragen aus diesem Nebelmeer heraus und haben zufolge der adiabatisch sich erwärmenden Luft warmes und zugleich schönes Wetter.

Anticyklonen, die durch strenge Kälte charakterisiert sind, kommen

häufig nach Schneefällen vor, weil der schlecht leitende Schnee die Erwärmung der Erdoberfläche durch Zuleitung von Wärme aus tieferen Erdschichten verhindert. In diesem Fall verdunstet auch kein Wasserdampf aus dem Boden in die niedere Luft und man erhält unter solchen Umständen weder Nebel- noch Wolkenbildung. Die Temperatur sinkt dabei sehr tief unter die normale, besonders in der Nacht. Diese Kälte-Anticyklonen sind nicht so stabil wie die vorhin genannten grossen Maxima. Ein Minimum, das in die Nähe kommt, saugt die untere stark abgekühlte Luft ab, die starke Kälte, welche sich nie sehr weit hinaus erstreckt, verschwindet und damit auch das Maximum selbst.

Die Centra der Anticyklonen wandern wie diejenigen der Cyclone gegen Osten, aber weniger regelmässig wie diese. In Nord-Amerika kommen sie aus Nordwesten, einige aus Westen und ziehen nach Osten oder Südosten. In Europa ist ihre Zugrichtung folgendermassen verteilt:

Nach .	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Prozent	3	13	37	30	10	3	2	2

Im Winter liegt die Richtung mehr nach Süden, im Sommer mehr nach Norden.

Die meisten europäischen Anticyklonen entstehen in Europa.

Ihre Wanderungsgeschwindigkeit ist geringer als diejenige der Cyclonen. Sie beträgt im Mittel in km pro Stunde in folgenden Ländern:

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst	Jahr
Vereinigte Staaten	42,0	37,6	35,7	38,9	38,6 (= 10,7 m pro Sek.)
Europa . . . .	24,5	26,4	25,5	26,4	25,7 (= 7,1 „ „ „)

Nach Russel wandern die australischen Cyclonen über dem Indischen Ocean mit einer Geschwindigkeit von 13,7 m, über Australien mit einer von 12 m pro Sek. von West nach Ost. Diese Geschwindigkeit entspricht der mittleren Geschwindigkeit der atmosphärischen Strömung in diesen Gegenden.

Cyclonen wie Anticyklonen wandern in Amerika schneller als in Europa vorüber, deshalb ist dort der Witterungswechsel viel heftiger als hier.

Der Ablenkungswinkel (nach rechts vom Gradienten) und die mittlere Windstärke in der Umgebung des anticyklonischen Centrums geht aus folgender Tabelle hervor:

Sektor der Anticyklone	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
N.-Amerika, Ablenkungswinkel	59		53		30		27		42 °
„ Windgeschwindigkeit	2,7		2,9		2,7		2,3		2,65 m pro Sek.
West- und Ablenkungswinkel	59	44	44	46	60	67	62	60	55 °
Mittel- { Windstärke, Ebene	1,9	1,9	1,7	2,0	2,4	2,6	2,3	2,0	2,1 m pro Sek.
Europa { „ Höhenort	3,7	3,2	3,0	2,8	3,6	3,7	3,4	3,5	3,4 „ „ „

In Europa ist der Ablenkungswinkel und die Windstärke im südwestlichen Teil der Anticyklone am grössten, am geringsten im östlichen, ferner im Sommer grösser als im Winter, wie bei den Cyklonen. Der Zusammenhang der Windstärke mit der Entfernung vom Centrum ist wie folgt:

Entfernung vom Centrum	111	222	333	444	556	667	778 km
Windgeschwindigkeit . .	2,4	2,7	2,9	3,0	3,0	2,9	2,9 m:Sek.

Der kontinuierliche Übergang des Gradienten, der Windstärke, des Ablenkungswinkels, des Krümmungshalbmessers der Isobaren und der Temperatur der Erdoberfläche in Europa und Amerika geht aus folgender Zusammenstellung von Loomis hervor. Dabei ist zu beachten, dass der Krümmungshalbmesser an der Grenze zwischen Cyklone und Anticyklone unendlich gross wird.

#### Atlantischer Ocean und Europa. Mittlere Breite 51—56° N.

Luftdruck . .	740-45, 45-50, 50-55, 55-60	60-65, 65-70, 70-75, 75-80, 80-85, 85-90 mm
Gradient . .	3,5 3,4 3,1 3,1	2,9 2,7 2,5 2,3 2,1 1,9 „
Windstärke .	12,5 12,4 12,2 11,3	9,7 8,4 7,3 6,3 5,5 4,8 m pro Sek.
Ablenkungs- winkel . .	57 56 56 55	53 49 46 42 39 38 Grad
Krümmungs- halbm. . .	1030 1190 1360 1540	1540 1340 1130 901 650 370 km

#### Vereinigte Staaten von Nordamerika. Mittlere Breite 45° N.

Luftdruck . .	732-37, 37-42, 42-47, 47-52, 52-57, 57-62	62-67, 67-72, 72-77, 77-82 mm
Gradient . .	3,7 3,4 3,1 2,9 2,8 2,7	2,6 2,5 2,3 2,1 „
Windstärke .	12,2 11,8 11,4 11,1 10,6 10,3	9,7 9,0 8,2 7,2 m pro Sek.
Ablenkungs- winkel . .	53 52 50 49 48 47	46 45 43 41 Grad
Krümmungs- halbm. . .	250 410 580 770 970 1180	1060 840 610 350 km
Temperatur .	-2,1 -2,1 -1,9 -1,7 -1,9 -3,2	-6,2 -10,1 -14,1 -17,4 Grad C.

Die niedrige Temperatur und ihre starke Abnahme mit steigendem Barometerdruck beruht darauf, dass weitaus die meisten untersuchten Fälle auf den Winter fallen.

Die vom Centrum divergierende Windrichtung geht schon in einer Höhe von einigen km in eine zum Centrum konvergierende über. Die

neutrale Fläche liegt in den Anticyklonen tiefer als in den Cyklonen. Nach den Angaben des Wetterbureaus in Nord-Amerika erstreckt sich die cyklonische sowie die anticyklonische Luftbewegung nur auf eine dünne Schicht von 4—5 km Höhe und bis zu einer Entfernung von 750 bis 1500 km vom Centrum (sie sind jedenfalls höher in Europa).

Die Temperaturverteilung in den Cyklonen und Anticyklonen. Im Winter sind, wie Loomis Tabelle zeigt, die cyklonischen Gebiete wärmer als die anticyklonischen. Dies hängt mit der Bewölkung im Cyklonengebiet und der Heiterkeit des Himmels in dem anticyklonischen eng zusammen. Diese Überlegenheit der cyklonischen Gebiete erstreckt sich jedoch nur auf ein par km Höhe und ist gewissermaassen als eine störende Folge der Nähe der Erdoberfläche anzusehen. In höheren Schichten ist zufolge der adiabatischen Volumsveränderung die Cyklone meist kalt, die Anticyklone warm.

Damit hängt zusammen, dass die Abnahme der Temperatur mit der Höhe in den Cyklonen sehr viel schneller vor sich geht als in den Anticyklonen. Dies tritt in folgenden Angaben über die Temperaturabnahme mit der Höhe (von 500 bis 3500 m) im Winter in den Ostalpen (7<sup>h</sup> a) hervor:

Quadrant des Minimums	E	S	W	N	Centrum der	
					Anticyklone	Cyklone
Temperaturabnahme pro km	4,0	4,1	6,3	4,7	1,5	5,8

Die Abnahme ist im Anticyklonencentrum sehr gering (es herrscht Temperaturumkehr bis zu 2000 m Höhe), danach kommen die östlichen und südlichen Quadranten des Minimums (in welche relativ warme Luft hineinströmt), dann der Nordquadrant und das Centrum der Cyklone und zuletzt der Westquadrant, in welchen kalte Luft hineinströmt. Der Temperaturunterschied zwischen anticyklonischem und cyklonischem Gebiet, sowie zwischen deren Centra in folgenden Höhen, beträgt:

Höhe	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500
Gebiet	— 5,9	+ 0,5	+ 4,3	+ 7,7	+ 8,6	+ 7,5	+ 4,8
Centrum	— 10,5	— 2,8	+ 2,7	+ 5,9	+ 7,1	+ 6,0	+ 2,6

Von 1000 m ab sind die anticyklonischen Gebiete wärmer als die cyklonischen (im Winter, im Sommer sind sie durchweg wärmer). Zu denselben Resultaten führen die Messungen in Ballons oder mit Drachen. Unten (Kap. XI) finden sich einige bezüglichliche Ziffern.

Wegen der ungleichmässigen Temperaturverteilung rund um das Barometerminimum, Kälte gegen Westen und Wärme gegen Osten

nimmt der Druck mit steigender Höhe im Westen schneller als im Osten ab. Aus diesem Grund muss das Centrum sich mit steigender Höhe nach Westen verschieben. Ebenso verschiebt sich gleichzeitig das Centrum mit steigender Höhe gegen Norden. Angot hat diese Verschiebung in 1500, 3000 und 4500 m Höhe aus den vorhandenen Daten berechnet und durch nebenstehende Zeichnungen (Fig. 218—221) versinnlicht. Dabei hat jedoch Angot mit einer gleichmässigen Temperaturabnahme von  $0,6^{\circ}$  C. pro 100 m gerechnet. Falls er die stärkere Tem-

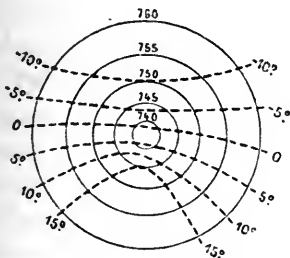


Fig. 218. (Erdoberfläche.)

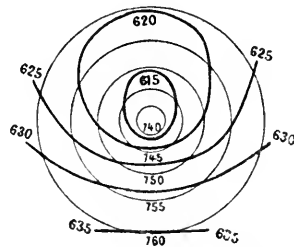


Fig. 219. (1500 m Höhe.)

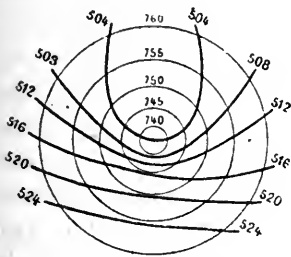


Fig. 220. (3000 m Höhe.)

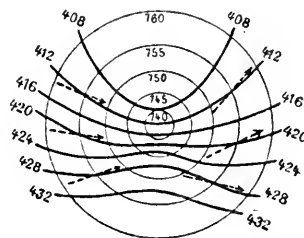


Fig. 221. (4500 m Höhe.)

peraturabnahme auf der nördlichen und speziell auf der westlichen Seite (verglichen mit der östlichen und südlichen) berücksichtigt hätte, so würde das Centrum mit steigender Höhe sich mehr gegen Nordwest verschoben haben.

Die Pfeile in Fig. 221 deuten an, dass die Winde in 4500 m Höhe nur eine schwache Beeinflussung von der Cyklone erleiden. In grosser Höhe verschwinden die Gradienten auf der Nordseite der Cyklone beinahe gänzlich. Der Gang der Cirri in oberen Schichten in Amerika beweist das. Die stark ausgeprägten Cyklonen bestehen deshalb nur bis zu mässigen Höhen.

Grenzgebiete der Cyklonen und Anticyklonen. Die Fig. 222 stellt nach Abercromby die gewöhnlichsten und wichtigsten Typen der Luftdruckverteilung dar. Dieselben sind ausser Cyklone und Anticyklone Teilminimum, V-förmige Rinne, beide als Abzweigungen der Minima anzusehen, Keil, welcher ein Vorstoss eines Maximums ist, Sattel, ein Gebiet von etwas niedrigerem Luftdruck zwischen zwei Maximis, und die geradlinige Isobare.

Ebenso wie die Cyklonen im allgemeinen die Witterung beherrschen, so haben auch ihre obengenannten Abzweigungen unter den genannten „Typen“ die grösste Bedeutung.

Die Teilminima entstehen gewöhnlich an der westlichen oder südöstlichen Seite der grossen Cyklonen, welche von Amerika nach Europa

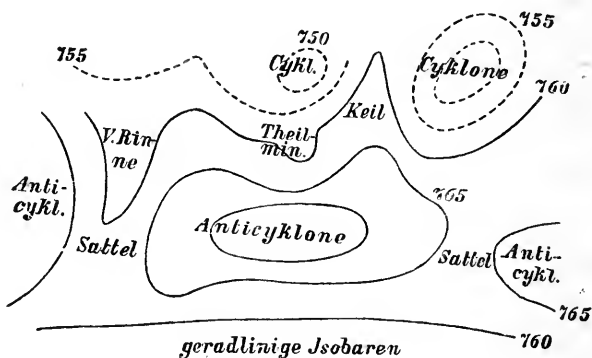


Fig. 222.

wandern. Die Teilminima an der Westseite wachsen häufig an Stärke und treten dann bisweilen mit starken Gradienten und heftigen Winden auf, die um so gefährlicher sind, als sie oft nicht vorausgesehen werden können. Sie bewegen sich parallel dem Hauptminimum, oft mit einer der Hauptwindrichtung in demselben gleichgerichteten linksdrehenden Bewegung.

Diese Teilminima sind für die europäischen Verhältnisse von grosser Bedeutung und ihr plötzliches Auftreten erschwert die Wetterprognosen in hohem Grade. Sie erstrecken sich meist nur auf die niedrigen Luftschichten, sodass die Bewegung der oberen Wolken nicht von ihnen beeinflusst wird.

Die Teilminima auf der Südostseite der Hauptminima haben gewöhnlich eine geringere Bedeutung. Sie führen in Europa häufig Gewitterbildung, in Amerika Entstehung von Tromben herbei.

Die V-förmigen Rinnen, die in eine Spitze auslaufen, haben gewöhnlich eine nord-südliche Richtung mit der Spitze gegen den Äquator. Auf der Vorderseite herrschen Winde vom Äquator, auf der Hinterseite solche vom Pol, beide mit einer westlichen Komponente. In der Mitte treten Böen auf. Sie spielen in Australien und Südamerika eine grosse Rolle, und bringen dort plötzliche Veränderungen der Windrichtung, begleitet von starkem Temperaturwechsel, gewöhnlich mit Gewitter und Regen verbunden, hervor. In Europa sind die Wechsel viel weniger schroff.

Die keilförmige Verteilung des Luftdrucks bietet gewissermassen einen Gegensatz zu der V-förmigen Rinne. Die Gradienten und Winde dabei sind jedoch viel schwächer, sodass der Umschlag der Witterung beim Vorüberstreichen der „Zunge“ recht unbedeutend ist. In der Mitte der Zunge herrscht bisweilen schönes Wetter bei relativ niedrigem Luftdruck.

Auch in dem Sattel zwischen zwei Anticyklonen sind die Gradienten und Winde schwach. Im Sommer bilden sich daselbst häufig lokale Gewitter aus.

Bei den geradlinigen Isobaren, welche häufig, in nord-südlicher Richtung verlaufend, in Europa vorkommen, herrschen im Westen südliche Winde mit warmem Wetter vor, sobald der Luftdruck im Osten hoch ist. Gegen Osten herrscht im Winter grosse Kälte, im Sommer dagegen grosse Hitze, der anticyklonalen Luftdruckverteilung entsprechend. Sobald der Luftdruck im Westen hoch ist, führen dagegen nördliche und nordwestliche Winde kaltes nasses Wetter über West- und Süd-Europa. Im Winter kommen dabei häufig Schneefälle in der Nähe von kleinen von Nord nach Süd wandernden sekundären Depressionen vor. Im Frühling kommen bei dieser Luftdruckverteilung starke Kälterückfälle besonders an der Mittelmeerküste vor. Im Sommer kann England unter diesen Umständen schönes Wetter haben, wenn die Anticyklone, die gewöhnlich über den Azoren liegt, sich dahin ausbreitet. Die Trockenheit kann sich von da bis nach Frankreich erstrecken, während Mittel-Europa von starken Regengüssen, oft mit Überschwemmungen (z. B. auf der Nordseite der Ostalpen 1890, 1893, 1897, 1899) heimgesucht wird. Dabei ist der Barometerstand recht hoch. Diese Witterung, die in letzter Zeit nicht selten vorgekommen ist, zeigt eine recht grosse Beharrlichkeit.

Die Entstehung und Erhaltung der Wirbel. Die einfachste Art, sich die Entstehung eines Minimums vorzustellen, ist diejenige, welche oben (S. 686) erörtert wurde. Über einer stark erhitzten Stelle

steigt die Luft in die Höhe und von allen Seiten fließt neue Luft zu, um die so entstandene Leere auszufüllen. Wenn die Luft trocken wäre, so würde sie sich für jede 100 m um  $1^{\circ}$  C. abkühlen und bald aufhören zu steigen. Deshalb erreichen beispielsweise die Seebrisen, welche auf der Erwärmung der Küste beruhen, nur einige hundert Meter Höhe. In der umgebenden Luft beträgt die Temperaturabnahme mit steigender Höhe etwa  $0,6^{\circ}$  pro 100 m und eine Temperaturerhöhung von  $4^{\circ}$  C. am Boden würde schon in 1 km Höhe ausgeglichen sein.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn die aufsteigende Luft mit Feuchtigkeit gesättigt ist. In solchen Fällen kann (vgl. S. 584) die Temperaturabnahme pro 100 m gegen  $0,4^{\circ}$  C., folglich unter den normalen Betrag in der freien Atmosphäre sinken. Die Temperaturdifferenz an der Erdoberfläche wird sich dann mit der Höhe steigern und der Auftrieb der Luftmasse um so gewaltiger werden, je höher sie steigt. Nun ist wohl die Luft nicht mit Feuchtigkeit gesättigt, über dem Meer kommt aber eine relative Feuchtigkeit von 90 Proz. nicht selten vor. In einem solchen Fall sinkt die Temperatur beim Aufstieg der Luft erst um  $1^{\circ}$  pro 100 m, die Luft wird aber dabei bald gesättigt (nach der Abkühlung um etwa  $2^{\circ}$  C.), und danach tritt das langsame Sinken der Temperatur mit zunehmender Höhe ein. Angot hat ein Beispiel berechnet, in welchem die Temperatur der heißen Stelle gleich  $25^{\circ}$ , diejenige der Umgebung gleich  $20^{\circ}$  C. und der Feuchtigkeitsprocentsatz gleich 90 gesetzt wurde. Die Temperaturdifferenz sank dabei von  $5^{\circ}$  beim Boden auf  $4,1^{\circ}$  in 220 m Höhe, stieg dann von diesem Minimum auf  $4,6^{\circ}$  in 500,  $5,4^{\circ}$  in 1000,  $7,0$  in 2000 und  $8,5^{\circ}$  C. in 3000 m Höhe.

Die Luft befindet sich unter solchen Umständen gewissermaßen in einem labilen Zustande und wenn nur einmal die aufsteigende Bewegung eingeleitet ist, so wächst sie mit riesiger Gewalt und ruft einen Sturm hervor. Infolge der Erddrehung wird der Sturm zum Wirbel, dessen Fliehkraft, vereint mit der Wirkung der Erddrehung, die Ausgleichung des eingeschlossenen Barometerminimums verhindert.

Diese Theorie, die von Espy und Ferrel entwickelt ist, scheint im Ganzen sehr gut auf die tropischen Cyklonen zu passen. Die Bildung derselben über dem bengalischen Meerbusen ist Gegenstand sehr fleissiger Beobachtungen von Seite der indischen Meteorologen gewesen. Als Beispiel möge die verheerende Cyklone vom Ende Oktober 1876 angeführt werden.

Vom 10. bis 20. Oktober herrschte schönes Wetter und eine ausgeprägte Windstille über dem bengalischen Meerbusen. Im Küsten-

gebiete im Norden wehten sehr schwache Nordostwinde und über dem indischen Ocean im Süden wenig ausgeprägte Südwestwinde. Diese Winde waren so gerichtet, dass sie der Luft eine schwache cyklonische Bewegung erteilten. Die Windstille herrschte bis zu grossen Höhen, wie die Beobachtungen von den Bergstationen auf Ceylon zeigten.

Durch den heftigen Sonnenschein und die Windstille bildete sich eine ungewöhnlich hohe Temperatur über dem Meerbusen aus. Am 20. fiel im Süden etwas Regen. Ein schwaches Barometerminimum entwickelte sich darauf in der Mitte des Meerbusens, westlich von den Andamanen. Der Regen entwickelte sich zu einem Wolkenbruch, das Minimum wuchs an Stärke, die Winde nahmen zu. Am 29. Okt. befand sich an derselben Stelle eine wohl entwickelte Cyklone, die erst langsam, dann geschwinder nach Norden wanderte und in dem Centrum einen Druck von nur 715 mm aufwies. Am 1. Nov. um 3<sup>h</sup> früh erreichte sie das Delta der grossen indischen Flüsse und erzeugte eine Sturmwelle, die ausserordentlich grossen Schaden anstellte. Nach einstündigem Wandern über Land stiess die Cyklone gegen die nur 1000 m hohen Berge von Tipperah, welche sie nicht zu überschreiten vermochte. Auf der anderen Seite des Gebirgszuges in Katschkar und Assam bemerkte man nur eine schwache Senkung des Barometerstandes.

Dieser Umstand lässt erkennen, wie gering die vertikale Mächtigkeit dieser Cyklone war, was auch daraus hervorgeht, dass während der Cyklone auf den Höhenstationen Ceylons Windstille herrschte.

Von der Temperaturverteilung in senkrechter Richtung weiss man nichts, dieselbe verstösst also nicht gegen die Theorie, wie diejenige der aussertropischen Cyklonen, die meist im Centrum kühler sind als in der Umgebung. Nur in Amerika hat man in letzter Zeit einige Cyklonen aufgefunden, die ein warmes Centrum hatten (etwa 5,5° C. über der Temperatur in den nachfolgenden Anticyklonen).

Die aussertropischen Cyklonen treten auch in der kalten Jahreszeit auf, wo man keine starke Erhitzung der Erdoberfläche als erste Ursache voraussetzen darf, und in der die Luft in der grössten Unruhe ist, was eine lokale Aufspeicherung der Hitze verhindert. Man hat sich daher genötigt gesehen, die Ferrel'sche Theorie zu verlassen. Sie enthält jedoch sehr vieles, was auf die Cyklonen passt. Sie entstehen zum grössten Teil über den Meeren, die eine hohe Temperatur im Winter aufgespeichert haben und daher sehr viel wärmer als die naheliegenden Kontinente sind und über denen die Luft sehr feucht ist. Bei ihrer Fortbewegung wandern die Cyklonen mit Vorliebe über Meere, Seen oder andere feuchte

Gegenden, wo die Wirbelbewegung neue Nahrung findet. Endlich, wenn sie sich in kalte und trockne Gegenden verirrt haben, sterben sie meistens bald aus.

Wenn demnach auch die Wärme und Feuchtigkeit in der Cyklone nicht genügend ist, um die Temperatur des Centrums über derjenigen der Umgebung zu erhalten, so scheinen doch diese beiden Bedingungen günstig zu sein, indem sie eine all zu starke Abkühlung der Cyklone verhindern, welche sie bald vernichten würde.

Es muss also eine andere Ursache vorhanden sein, welche die aufsteigende Bewegung in den Cyklonen hervorbringt, wenn auch die Wärme und die Feuchtigkeit diese Bewegung unterstützen, sodass sie hauptsächlich an solchen Stellen zum Vorschein kommt, wo diese sekundären Bedingungen vorhanden sind. Man hat diese primäre Ursache in mechanischen Umständen gesucht. Es möge genügen, die Darstellung des hervorragendsten Autors auf diesem Gebiet wiederzugeben.

„Man muss demnach nach anderen Ursachen (als die von der Ferrel'schen Theorie gegebenen) für die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel, namentlich der langlebigen grossen Wintercyclonen, suchen, und es scheint uns kein Zweifel darüber zu bestehen, dass dieselben in Störungen der atmosphärischen Cirkulation zu suchen sind. Grössere Temperaturunterschiede in der Richtung der Breitenkreise, wie sie namentlich im Winter in hohem Grade zwischen Kontinent und Ocean sich einstellen, ändern das obere meridionale Temperaturgefälle und damit den meridionalen Gradienten. Dadurch werden, je nachdem dasselbe vermindert oder gesteigert wird, die rasch rotierenden Luftmassen des Polarwirbels entweder gestaut oder in ihrem Abfluss gegen den Pol hin beschleunigt. Die dadurch bedingten Druckänderungen pflanzen sich an der Erdoberfläche fort und erzeugen daselbst Barometermaxima und Barometerminima mit den sie begleitenden Luftcirkulationen. Die derart eingeleitete Störung schreitet dann mit der allgemeinen oberen Luftbewegung über die Erdoberfläche fort, wobei ihre Fortpflanzung nach Richtung und Geschwindigkeit von der daselbst präexistierenden Luftdruck- und Temperaturverteilung wesentlich beeinflusst wird. Die Energie dieser atmosphärischen Störungen findet ihr Äquivalent in der Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit der oberen Luftcirkulation, der Polarwirbel leistet Arbeit auf Kosten seiner Rotationsgeschwindigkeit.“

„Aber nicht bloss die Temperaturdifferenzen zwischen Ost und West, auch Anomalien der vertikalen Temperaturverteilung können die atmosphärische Cirkulation zu Kraftäusserungen an der Erdoberfläche anregen

indem sie labile dynamische Gleichgewichtszustände schaffen und eine Massenmischung der unteren ruhenden und der oberen rasch bewegten Luftmassen veranlassen, welche die letzteren retardiert und ihnen dann gestattet, polwärts abzufließen, was an der Erdoberfläche zur Bildung einer Barometerdepression Veranlassung giebt. Zwischen den kälteren oberen, aus höheren Breiten kommenden, und den wärmeren unteren, aus niedrigen Breiten stammenden und polwärts fließenden Luftmassen, müssen häufig labile Gleichgewichtszustände eintreten, welche ein Eingreifen der oberen Cirkulation in die untere veranlassen, und damit Wirbelbildungen, denn alle lokalen Störungen der Luftbewegung müssen wegen der ablenkenden Kraft der Erdrotation in der Form atmosphärischer Wirbel auftreten. Es ist geradezu undenkbar, dass bei den Ungleichheiten der horizontalen Temperaturverteilung im Sinne der Breitenkreise und den Verschiedenheiten der Temperaturschichtung in vertikaler Richtung Störungen der atmosphärischen Cirkulation zwischen den höheren und niedrigeren Breiten ausbleiben, und diese Störungen zugeben, heisst auch die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel und ihren Ursprung auf die grossen atmosphärischen Störungen zurückzuführen.“ (Hann, Lehrbuch der Meteorologie S. 585.)

Die unten näher besprochene Cirkulationstheorie hat keine Schwierigkeit, diese Lücke zu füllen. In höheren Schichten (über 3000 m) ziehen die Wolken in aussertropischen Gegenden mit grosser Regelmässigkeit in östlicher Richtung mit einer schwachen Komponente gegen Norden. Die Geschwindigkeit ihrer Bewegung ist etwa anderthalb mal so gross im Winter wie im Sommer. Andererseits giebt es in unteren Schichten eine Rückströmung aus Nordwest, deren Geschwindigkeit nach den Wolken zu urteilen, ziemlich konstant und viel geringer als diejenige der höheren Strömung ist (etwa 35 Proz. derjenigen der Wolken im Winter in 8000 m Höhe). Die relative Bewegung der oberen zur unteren Luftströmung wird demnach im Winter etwa doppelt so stark wie im Sommer und ist im Winter nach ENE, im Sommer mehr nach NE gerichtet. Zufolge der Erddrehung besteht ein starkes Bestreben, die Luft der oberen Schichten im rechten Winkel zu dieser relativen Bewegungsrichtung, d. h. nach SSE zu treiben. In tieferen Schichten treibt die Kraft die Luft in entgegengesetzter Richtung. Diese Kraft hält im sogenannten stationären Zustand der Wärmewirkung das Gleichgewicht. Die Hitze in niederen Breiten strebt nämlich die Luft zu heben und zum Pole zu treiben, wo sie heruntersinken und zurückfließen würde, wenn es die Erddrehung nicht hinderte. Beim Aufstieg

der Luft in der polaren Gegend und beim Heruntersinken in der Nähe der Rossbreiten entsteht eine Gegenkraft gegen die Bewegung. Diese Gegenkraft, die sehr stark an die gegen elektromotorische Kraft der Polarisation erinnert, ist an der Stelle des Hinuntersinkens nahezu konstant, dagegen an dem Platze des Aufstieges um so geringer, je feuchter die Luft daselbst ist, sowohl absolut als relativ. Bei geringer relativer Feuchtigkeit muss nämlich die Luft hoch steigen, bevor Kondensation eintritt, bei geringer absoluter Feuchtigkeit wird die Kondensation unbedeutend und daher die Abkühlung der Luft beim Aufsteigen gross.

Die Luft wird infolgedessen in höheren Breiten einer eventuellen Treibkraft an denjenigen Stellen am ehesten nachgeben, wo die grösste absolute und relative Feuchtigkeit herrscht, d. h. über dem Meer oder über grossen Seen, wie den amerikanischen, und vorzugsweise, wo das Wasser relativ warm ist.

Es kommt nun zu diesem Umstand ein anderer. Die Treibkraft der Erddrehung ist der relativen Windgeschwindigkeit in den oberen Luftschichten proportional. Zuzufolge der Trägheit der in Bewegung gesetzten Luftmasse und zuzufolge der bei eventuell eintretenden Stauungen auftretenden Druckkräfte, sowie zuzufolge des beinahe vollkommenen Mangels an Reibung wird die nach Osten gerichtete Strömung der höheren Luftschichten auf jedem Breitenkreis einen nahezu konstanten Wert annehmen.

Die Kraft, welche die obere Luft nach Süden treibt, ist deshalb sehr nahe konstant. Ganz anders liegen die Verhältnisse mit der Wärmewirkung, welche der Temperaturdifferenz proportional gesetzt werden kann.

Betrachten wir demnach zwei Punkte, die in einer bestimmten Entfernung von einander in nord-südlicher Richtung liegen, so wird auf der nördlichen Halbkugel die Triebkraft in höheren Luftschichten von Süd nach Nord da überwiegen, wo die Isothermen am dichtesten liegen, diejenige von Nord nach Süd dagegen wo sie am entferntesten von einander liegen. Wie die Isothermenkarten Figg. 179 und 180 zeigen, ist dieser Unterschied im Winter am ausgeprägtesten, und die Stellen, wo die Isothermen sehr entfernt von einander sind, liegen über dem Meer, sowie Europa und Westsibirien, und in geringerem Maasse in der Nähe der grossen Seen Amerikas. Es sind dies die Weltgegenden, welche trotz hoher nördlicher Lage relativ viel Wasserdampf aufweisen.

An diesen Stellen entstehen infolgedessen aufsteigende Luftströme und damit Cyklonen und zwar vorzugsweise im Winter. Südlich von diesen

Gegenden breiten sich die Anticyklonen aus, welche, da sie nicht durch die Feuchtigkeit der Luft begünstigt werden, einen mehr diffusen Charakter besitzen. Andere Anticyklonen bilden sich über den kältesten Stellen der Kontinente aus.

Die Cyklonen folgen nun der Richtung der höheren Luftströme, wie wir schon von den tropischen Cyklonen bemerkt haben. Man erklärt das so, dass der herrschende Luftstrom den Wirbel mit Luft ausfüllt, wo er in denselben hineinweht, dagegen auf der anderen Seite Luft aus dem Wirbel herausaugt. Das Luftdruckminimum verschiebt sich auf diese Weise in der Richtung der vorherrschenden Luftströme. Da in höheren Breiten die hauptsächlichste Luftbewegung in den oberen Schichten vorsichgeht und zwar in der Richtung von West nach Ost, so haben auch die Wirbel das Bestreben, sich in dieser Richtung zu bewegen. Dabei muss der Wirbel aber auch die feuchtesten Wege wählen, denn wenn Feuchtigkeit fehlt, so wächst die Gegenkraft und der Wirbel erlischt. So hat Loomis bewiesen, dass die nordamerikanischen Wirbel, auf deren Vorderseite Regen fällt, im Mittel dahin wandern, wo die grösste Regenmenge fällt. Auch die Geschwindigkeit der Fortbewegung des Wirbels wächst mit der Länge der Strecke, auf welcher Regen fällt. Wenn diese Länge beispielsweise 590, 845 und 950 km betrug, so wurde eine mittlere Verschiebungsgeschwindigkeit des Cyklonencentrums von 24, 40 bzw. 63 km pro Stunde beobachtet.

In Europa, besonders im Westen, fällt der Regen nicht auf der Vorderseite der Cyklone, sondern auf ihrer Rückseite (West- und Südwestseite). Es liegt nahe, hierin den Grund zu sehen, dass die amerikanischen Cyklonen schneller und regelmässiger wandern als die west-europäischen.

Die Hauptwege der Cyklonen folgen auch den Hauptzweigen des Golfstromes nach der Davis-Strasse, nach Island und nach den Küsten von Schottland und Norwegen. Wegen der Wärme des Golfstromes ist daselbst die absolute Feuchtigkeit die grösstmögliche. Die Zugstrasse über Frankreich gegen das Mittelmeer und das schwarze Meer wird im Winter eingeschlagen, wahrscheinlich weil die absolute Feuchtigkeit in Mitteleuropa dann zu gering ist.

Andererseits sieht man die Cyklonen in Gegenden, wo die Feuchtigkeit schnell (nach Osten) abnimmt, wie an der Nordwestseite Norwegens oder in der Ostsee, stocken bleiben, sich allmählich ausfüllen und verschwinden.

Man kann auch nach dem oben gesagten leicht verstehen, warum

die Cyklonen die Gebirgsgegenden mit ihrem geringen Gehalt an Wasserdampf meiden.

Wie oben (S. 721) gezeigt worden ist, neigt sich die Achse der Cyklone nach ihrer kalten Seite. In Amerika ist dies die Westseite, in West-Europa die Nordwestseite. Demzufolge trifft das Centrum der Cyklone in Amerika auf den Bergen später ein als in den Thälern. So erscheint es um drei Stunden verspätet auf Mount Washington (Höhe 1900 m), auf Pikes Peak (4300 m) sogar um nahezu sechs Stunden gegenüber der umgebenden Ebene.

Es ist auch oben erwähnt, dass in höheren Luftschichten der Gradient immer mehr dem Temperaturgradienten an der Erdoberfläche parallel gerichtet wird (S. 721). Die höheren Luftströme haben einen Ablenkungswinkel von nahezu  $90^0$  und verlaufen daher nahezu senkrecht auf den Luftdruckgradienten. Wenn demnach schon an der Erdoberfläche die Isobaren mit den Isothermen parallel verlaufen, so dass Temperatur und Druck in derselben Richtung abnehmen, so wird dies in allen Höhen der Fall sein. Die Cyklonen, welche im Mittel der Windrichtung folgen, verschieben sich dann parallel mit den (unteren) Isobaren mit dem niederen Druck auf der linken Seite. Geht dagegen das Temperaturgefälle unten in entgegengesetzter Richtung wie das Luftdruckgefälle, so verläuft der Luftdruckgradient unten in entgegengesetzter Richtung wie oben; die Bewegungsrichtung des Wirbels wird davon bestimmt, welche Richtung des Gradienten die überwiegende ist. Im allgemeinen wird die Cyklone eine Richtung einschlagen, die senkrecht liegt auf einer Richtung, die zwischen derjenigen des Temperaturgefälles und derjenigen des Druckgefälles liegt (vgl. S. 715). Dabei wird vorausgesetzt, dass die Feuchtigkeit rund um die Cyklone symmetrisch verteilt ist.

Zusammenhang der Witterung in verschiedenen Teilen der Erde. Hoffmeyer untersuchte die Cyklonen auf dem Atlanten und fand, dass die hohe Wintertemperatur West-Europas in dem engsten Zusammenhange mit den barometrischen Depressionen im nordöstlichen Zweig des Golfstromes steht. Eine Erhöhung der Mächtigkeit, Ausdehnung nach Nordosten und Temperatur dieses Zweiges des Golfstroms muss deshalb einen bedeutenden Einfluss auf das Winter- und Vorfrühlingsklima des Westen von Europa ausüben. Schon Sabine hat Schwankungen des Golfstromes nachgewiesen. Wird der genannte, an Schottland und Norwegen vorbeistreichende Teil des Golfstromes verstärkt, so nehmen die West- und Südwestwinde in West-Europa zu und

führen (in der kältesten Jahreszeit) eine milde Temperatur mit. Wegen des grossen Wärmehalts des Meeres müssen diese Schwankungen eine gewisse Dauerhaftigkeit zeigen.

Pettersson zeigte nun, dass ein sehr enger Zusammenhang zwischen der Stärke des nord-östlichen Golfstromes, welche durch hohe Temperatur und niedrigen Barometerstand gekennzeichnet wird, und der Temperatur von West-Europa herrscht. Dagegen zeigt die Temperatur von Island und West-Grönland einen entgegengesetzten Gang, was darauf zurückgeführt wird, dass der westliche Teil des Golfstromes (der Iringerstrom) zurückgeht, wenn der nordöstliche Teil des Golfstromes anschwillt. Aus leicht verständlichen Gründen kann in diesem Fall die Folgeerscheinung (die Temperaturschwankung auf dem Festland) viel stärker ausgeprägt sein als die primäre Ursache (die Temperaturschwankung über dem europäischen Nordatlanten). Jene beruht nämlich auf dem gesteigerten Zufluss der erwärmten Meeresluft zum Kontinent, welcher im Winter bedeutend kälter ist. Meinardus hat Petterssons Untersuchungen weiter fortgesetzt und speziell das Verhalten Mittel-Europas untersucht, ebenso Dickson dasjenige von England (Oxford). Folgende Tabelle giebt einige Resultate für die Jahre 1881 und 1882. Die Temperatur des europäischen Atlanten wurde als Mittel der Beobachtungen zu Thorshavn auf den Färöer, Ona und Papey bestimmt.

Die mittlere Abweichung der Lufttemperatur der Monate Januar und Februar betrug:

	Europ. Nord- Atlant	Schweden	Däne- mark	Nord- deutsche Ebene	Mittel- deutsches Hügelland	West- Grönland
1881	— 1,7	— 3,5	— 2,0	— 1,2	— 0,3	+ 3,2
1882	+ 0,9	+ 4,2	+ 2,6	+ 1,9	+ 1,2	— 3,5

Man ist zu folgenden wichtigen Schlüssen gelangt: Einer hohen Temperatur des Golfstromes an der norwegischen Küste im Vorwinter (November—Januar) folgt eine hohe Temperatur in Mittel-Europa in den Monaten Februar bis April.

Je grösser die Luftdruckdifferenz zwischen Dänemark und Island in der Zeit September bis Januar ist, um so höher ist auch die Temperatur des östlichen Golfstromes in derselben Zeit und um so höher ist sie in Mittel-Europa in den darauf folgenden Monaten Februar bis April. Dagegen gilt nichts ähnliches für die Temperatur Mittel-Europas von September bis Januar oder in den darauf folgenden Monaten Mai und Juni.

Pettersson zog bei seinen Untersuchungen die eigentümliche Regelmässigkeit, welche von Woeikoff bezüglich der Temperatur der paaren und unpaaren Winter (vgl. S. 572) gefunden ist, im Betracht. Pettersson fand den Grund dieser Variation in der gleichzeitigen Schwankung der Stärke und Temperatur des europäischen Golfstromes und auch die Abweichungen von der Woeikoffschen Regel klärten sich in dieser Weise auf. Meinardus hat eine entsprechende Änderung im Gange des Barometers in geraden und ungeraden Jahren nachgewiesen. In folgender Tabelle bedeutet I das Mittel aus den Daten für die geraden Jahre 1874, 1876, 1878, 1880 und 1882, II dagegen das Mittel für die ungeraden Jahre 1875, 1877, 1879, 1881 und 1883.

	I	II	I—II
Luftdruckdifferenz Kopenhagen—Stykkisholm (Island) Nov.—Jan.	16,3	5,3	11,0 mm
Wassertemperatur an der norwegischen Küste Nov.—Jan.	7,0	6,5	0,5° C.
Lufttemperatur zu Berlin März—April (Normalmittel + 6° C.)	7,6	4,3	3,3° C.

Man könnte die Schwankungen in der Stärke des Golfstromes oder vielmehr der Temperatur des Nordatlanten folgendermaassen zu erklären versuchen. Wenn der Nordatlant warm ist, so entsteht eine starke Luftströmung von Norden und Osten längs der grönländischen Küste und längs der Bahn des kalten Nordpolarstromes. Infolgedessen wandert viel Eis in den Nordatlanten hinein, dadurch sinkt wiederum seine Temperatur, die nordatlantische Cyklone und der Eistrift an ihrer West- und Nordseite nimmt ab. Dann kommt wieder eine Zeit geringerer Abfuhr von Eis, eine Zunahme der Temperatur u. s. w. Es erscheint so aber nicht nötig, dass die Periode gerade zwei Jahre umfassen muss. Die Schiffer des Eismeereres sagen, dass drei relativ eisfreie Jahre auf drei schwere Eis-Jahre folgen; die Periode sollte danach sechs Jahre umfassen. Beides verträgt sich miteinander sehr gut, man kann auch verstehen, dass die Regelmässigkeit bisweilen aussetzt und kaum für längere Zeiten gelten kann, wie auch oben betreffs der Temperatur zu Stockholm nachgewiesen wurde. Dass indessen diese interessanten Untersuchungen wegen ihrer ausserordentlichen praktischen Bedeutung im höchsten Grade verdienen, weiter verfolgt zu werden, kann man nicht bestreiten.

Ähnliche Regelmässigkeiten gelten für die Sonnenfleckenjahre (vgl. S. 145), in denen man wohl ein gleichzeitiges Anschwellen sowohl des östlichen wie des westlichen Zweiges des Golfstromes annehmen muss.

Wie oben erwähnt entspricht ein kalter Sommer in West-Europa einem warmen in Grönland und umgekehrt. Diese Regelmässigkeit er-

streckt sich ziemlich weit hin, sowohl auf der amerikanischen wie auf der europäischen Seite. So hat Hann nachgewiesen, dass die kältesten Winter in Wien von Wintern mit positiver Temperaturabweichung zu Jakobshavn auf Grönland begleitet sind. Dagegen sind die wärmsten Winter in Wien nur in sechs Fällen von neun mit kalten Wintern in Jakobshavn gleichzeitig.

Auf diese Weise kann man den Gegensatz in klimatischer Hinsicht, welchen Dove zwischen Nord-Amerika und Europa gefunden hat, verstehen. Die amerikanischen Beobachtungen stammten hauptsächlich aus den östlichen Teilen Nord-Amerikas, die europäischen dagegen aus den westlichen Gegenden unseres Weltteils.

Es ist ja selbstverständlich, dass, da die Luftmasse konstant ist, eine Zunahme des Luftdruckes an einer Stelle von einer Abnahme an einer anderen Stelle begleitet sein muss. Wir haben schon oben auf solche Schwankungen der Luft zwischen der nördlichen und der südlichen Halbkugel hingewiesen (vgl. S. 609).

Eine ähnliche Schwankung im kleineren Umfang fand Blanford zwischen dem indo-malayischen Gebiet und Sibirien. Man kann sich schon vorstellen, dass bei ungewöhnlich niedriger Temperatur in Nord-Asien oder bei ungewöhnlich hoher in Süd-Asien eine Verschiebung der Luft nach Norden stattfindet und umgekehrt, wenn der Norden ungewöhnlich warm oder der Süden ungewöhnlich kalt ist.

Diese Untersuchungen hat Hildebrandsson fortgesetzt. Er richtete seine Aufmerksamkeit hauptsächlich auf die sogenannten Aktionscentra, d. h. Gegenden, wo stationäre Maxima oder Minima liegen. Er wies nach, dass ein scharf ausgeprägter Gegensatz besteht zwischen dem Barometergang auf Island, wo gewöhnlich Minima liegen, und in dem azorischen Hochdruckgebiet. Ähnliche aber weniger sichergestellte und ausgeprägte Gegensätze finden sich zwischen dem Minimum zu Alaska und dem ostasiatischen Maximum, zwischen Feuerland und Tahiti, zwischen Grönland und Key West, sowie zwischen West-Sibirien und Indien. Diese Regelmässigkeit ist im Winter am deutlichsten ausgeprägt.

Wir haben schon oben einen ähnlichen Gegensatz zwischen den westeuropäischen und den kaspischen Gegenden nach Woeikoff kennen gelernt. Dieser Unterschied bezog sich auf die Woeikoffsche zweijährige Periode (vgl. S. 572).

Oben sind die Luftströme besprochen worden, welche hauptsächlich im Winter von der Ungleichheit des Temperaturgefälles in verschiedenen

Weltteilen nach den Polen getrieben werden. Die Luft, die sie mitführen, fliesst an Stellen, wo ein geringes Temperaturgefälle gegen die Pole zu herrscht, nach dem Äquator zurück. Die im Cyklonengebiet in die Höhe getriebene Luft wird nach dem Äquator geführt, staut sich auf dem Wege und fliesst allmählich zur Seite ab. Auf diese Weise ist es verständlich, dass zwischem dem Gebiet, wo die Maximalfrequenz der Cyklonen vorkommt, und dem Äquator eine Gegend mit hohem Luftdruck sich befindet, und wo die Luftdruckveränderung den entgegengesetzten Verlauf nimmt wie an der Bildungsstelle der Cyklone. Dass dabei viele Störungen stattfinden, braucht nicht erwähnt zu werden. Jedenfalls stimmt der Gang in Island und auf den Azoren vorzüglich mit dieser Voraussetzung, ebenfalls derjenige von West-Grönland und Key West. Zu diesen wäre auch der entgegengesetzte Gang an der Ost-See und am Kaspischen Meere zu zählen. Ebenfalls stimmt im ganzen damit, das West-Sibirien (Astrachan, Barnaul und Jenisseisk, im Mittel 52° n. Br., 71° E. L.) gegen Indien den entgegengesetzten Gang besitzt.

Eine weitere Untersuchung dieses Gegenstandes verspricht sehr viel.

Wettervoraussage. Die in dem letzten Abschnitt behandelten Erscheinungen erlauben in einigen wenigen Fällen (für den Vorfrühling in Nordwest-Europa) den allgemeinen Charakter des Wetters einige Monate vorauszusagen. Durch weitere Entwicklung dieser Studien wird man vielleicht noch viel weiter kommen und davon den grössten Nutzen ziehen können.

Die gegenwärtige Methode, das Wetter für die kommenden 24 bis 48 Stunden vorauszusagen, beruht hauptsächlich auf dem Studium der Cyklonen. Diese nähern sich von Westen her, und da man für jede Jahreszeit ihre gewöhnlichen Zugstrassen und ihre mittlere Geschwindigkeit kennt, kann man berechnen, wie der Wind und damit das Wetter in der nächsten Zukunft sich wahrscheinlich ändern wird. Dabei spielen so viele lokale Umstände mit, dass für jeden Ort eingehende Untersuchungen von älteren ähnlichen Fällen nötig sind, um nicht allzu grosser Unsicherheit ausgesetzt zu sein.

Eine stark störende Rolle spielen dabei die sekundären Minima, die auf dem Atlantischen Ocean entstehen, ohne dass man ihr Auftreten voraussehen könnte. Hoffmeyer hat eine diesbezügliche Statistik aufgestellt und gefunden, dass unter 100 Cyklonen nur 44 aus Canada und den Vereinigten Staaten stammen, sodass sie in Europa vor ihrer Ankunft gemeldet werden können, 8 kommen aus dem arktischen Nord-Amerika,

9 aus den äquatorialen Teilen des Atlanten und 2 sind spontan auf dem Atlanten entstanden, 37 endlich sind Teilminima, die auf dem Atlanten sich von grösseren Cyklonen abtrennten.

Anderereits erreicht der grösste Teil der aus Amerika kommenden Cyklonen die Westküste von Europa nicht, wenigstens nicht in merklicher Stärke. Ferner haben sie zur Überschreitung des Atlanten zwischen drei und zehn Tagen Zeit gebraucht, ohne dass man diese Verschiedenheit irgendwie voraussehen könnte.

Aus allen diesen Umständen ersieht man, mit welchen grossen Schwierigkeiten die Voraussage des Wetters zu kämpfen hat. Bei weitem am besten sind die östlichen Teile unseres Welteils daran, dort sind aber die Sturmwarnungen von relativ geringer praktischer Bedeutung, weil die Schifffahrt eine untergeordnete Rolle spielt.

Bei der Voraussage des Wetters nimmt man viel Rücksicht darauf, dass das Wetter eine bestimmte Neigung zeigt, den einmal erhaltenen Typus beizubehalten. Je länger eine bestimmte Wetterlage angehalten hat, um so unwahrscheinlicher ist eine Änderung derselben im Verlaufe eines Tages.

Von den verschiedenen Witterungstypen zeigen die anticyklonalen die grösste Beständigkeit. Unter diesen Umständen ist es natürlich, dass man besonders auf die unseren Weltteil beherrschenden Anticyklonen achtet. Dieselben werden von Teisserenc de Bort zu den Aktionseentren gezählt. Sie sind zwei, nämlich das grosse asiatische Maximum und das azorische Maximum, das sich bis Nordwest-Afrika erstreckt. Dieselben senden bisweilen Ausläufer über Europa hin, die unter Umständen miteinander verschmelzen.

Diese anticyklonischen Wirbel geben der Witterung ein bestimmtes Gepräge, das nach der Jahreszeit sich ändert. Es würde zu weit führen, auf dieses recht verwickelte Spiel hier näher einzugehen.

---

## XI. Theorie der atmosphärischen Cirkulation.

Die dynamische Meteorologie. Die ausserordentlich grosse Bedeutung der Luftbewegungen hat natürlich Versuche hervorgerufen, sie einer theoretischen Behandlung zu unterwerfen. Dadurch wollte man eine tiefere Einsicht in die Natur der Winde gewinnen; die so entstandene Abteilung der Meteorologie wird die dynamische Meteorologie genannt. Die Behandlung dieses Problems, das in das Gebiet der Hydrodynamik fällt, ist mit bedeutenden Schwierigkeiten verknüpft und man hat sich deshalb auf bestimmte einfachere Fälle beschränken müssen, wovon oben mehrere Beispiele gegeben sind.

Sehr bedeutsame Beiträge zu dieser Behandlung verdanken wir J. Thomson, Ferrel, Oberbeck, Helmholtz, Guldberg, Mohn, Ekholm, Sprung, De Marchi und in letzter Zeit Bjerknes und Sandström.

Die gewöhnliche Behandlungsweise, die oben teilweise angewandt worden ist, besteht darin, dass man die aus der Mechanik übernommenen Bewegungsgleichungen auf die Bewegung einer Luftmasse, welche als ein Massen-Partikel betrachtet wird, anwendet. Andere Methoden haben Helmholtz und Lord Kelvin eingeschlagen. Der erste betrachtet in seiner Wirbeltheorie eine aus Flüssigkeitspartikeln zusammengesetzte Fläche und ihre Deformationen, Lord Kelvin dagegen in seiner Cirkulationstheorie eine aus Luft- oder Flüssigkeitspartikeln zusammengesetzte geschlossene Kurve.

Die letzte Behandlungsweise ist von Bjerknes aufgenommen und von Sandström weitergeführt worden. Da sie zu relativ einfachen und übersichtlichen Schlüssen führt, wollen wir ihr folgen.

Die Cirkulation. Denken wir uns eine Reihe von bewegten Luftpartikelchen, die eine geschlossene Kurve  $s$  bilden, und betrachten wir

die Geschwindigkeitskomponente  $u_s$  längs der Tangente zu  $s$  an jeder Stelle der Kurve, so wird das Integral dieser Geschwindigkeitskomponente längs  $s$ :

$$C = \int^s u_s ds$$

von Lord Kelvin die Cirkulation der Kurve  $s$  genannt. Sie ist offenbar gleich dem Produkt aus der mittleren Geschwindigkeit längs  $s$  und der Länge der Kurve  $s$ . Ihre Dimensionen sind infolgedessen Länge<sup>2</sup>:Zeit.

Aus der obigen Formel erhalten wir durch Differentiierung, falls  $u_s$  die längs der Tangente von  $s$  gerichtete Komponente der Beschleunigung an einer Stelle von  $s$  bedeutet:

$$\frac{dC}{dt} = \int^s u'_s ds,$$

welche Cirkulationszunahme von den Dimensionen Länge<sup>2</sup>:Zeit<sup>2</sup> oder Geschwindigkeitsquadrat ist. (Das zweite Glied im Werte von  $dC/dt$  zufolge der Variation der Integrationsgrenze fällt weg, weil die beiden Grenzen zusammenfallen.)

Die Beschleunigung  $u'_s$  rührt von folgenden Kräften her: Schwere, Druckgradient, ablenkende Kraft der Erddrehung und Reibung, und ist gleich der Summe der längs  $s$  gerichteten Komponente der entsprechenden Beschleunigungen, welche wir  $g_s$ ,  $p_s$ ,  $d_s$  und  $r_s$  nennen wollen. Folglich gilt:

$$\frac{dC}{dt} = \int g_s ds + \int p_s ds + \int d_s ds + \int r_s ds.$$

Die von Lord Kelvin eingeführte Behandlungsweise bietet vor anderen die beiden grossen Vorteile, dass dabei die Fliehkräfte, welche senkrecht auf die Kurve  $s$  gerichtet sind, in die Rechnung nicht eingehen, dass dagegen die Bedeutung der ablenkenden Kraft  $d_s$  in sehr deutlicher Weise zur Geltung kommt.

Wenn man sich eine Vorstellung von der Grösse von  $C$  machen will, so thut man dies am einfachsten durch sogenannte mechanische Quadratur. Mit anderen Worten, man setzt (Fig. 223) die Länge  $s$  als Abscissenachse an, wobei man mit einem beliebigen Punkt  $O$  als Nullpunkt anfangt, und zeichnet die Grösse von  $u_s$  als Ordinate. Diese Ordinate muss in  $O$  und  $S$  denselben Wert haben, da diese beiden Punkte auf der  $s$ -Kurve aneinander grenzen. Das Integral  $C$  ist dann gleich der Fläche, welche von der durch die Ordinaten-Endpunkte gebildeten Kurve,

den beiden End-Ordinaten in  $O$  und  $S$  und der Linie  $OS$  eingeschlossen ist. Diese Fläche ist in der Fig. 223 schraffiert. Da die Windgeschwindigkeit gewöhnlich in m pro Sek. gerechnet wird, verwendet man auch bei diesen Berechnungen mit Vorteil den Meter als Längeneinheit und die Sekunde als Zeiteinheit. In derselben Weise berechnet man die übrigen oben vorkommenden Integrale.

Wir wollen nun die vier Teilintegrale, welche zusammen  $dC/dt$  bilden, jedes für sich betrachten.

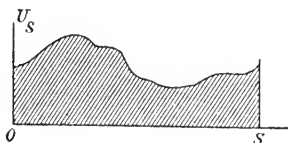


Fig. 223.

Das Integral  $\int g_s ds$  stellt die Arbeit dar, welche gegen der Schwerkraft geleistet wird, falls man die Masseneinheit, also ein Grammstück längs der Kurve  $s$  von dem Nullpunkt zum Punkte  $S$ , welcher neben dem Nullpunkt

liegt, einmal herumführt. Da die Schwere ein Potential besitzt, so ist diese Arbeit und damit auch das Integral  $\int g_s ds$  gleich Null.

Das zweite Teilintegral  $\int p_s ds$  ist gleich dem Quotienten aus dem Unterschied  $db/ds$  von dem Drucke an zwei 1 m<sup>2</sup> grossen auf  $s$  senkrechten Flächen, welche um 1 m voneinander entfernt sind und der Masse  $\rho$  (in Gramm), welche in 1 m<sup>3</sup> sich befindet. Die Einheit von  $b$  ist 100 Dynen (m:Sek.<sup>2</sup>). An Stelle der Masse  $\rho$  (Dichtigkeit) kann man das Volumen ( $v$ ) in m<sup>3</sup> einführen, in welchem die Masseneinheit sich befindet. Es ist:

$$\int p_s ds = - \int \frac{1}{\rho} \frac{db}{ds} ds = - \int v db.$$

Das negative Vorzeichen soll andeuten, dass die betreffende treibende Kraft zum abnehmenden Druck hin gerichtet ist.

Wir kommen jetzt zum dritten Teilintegral  $\int d_s ds$ , welches von der Drehung der Erde herrührt. Falls wir die Lage der Kurve  $s$  auf ein festes Koordinatensystem im Raume beziehen würden, so würde  $d_s$  aus der Rechnung verschwinden. Diese scheinbare Kraft kommt nur dadurch zu Stande, dass wir die Lage von  $s$  in Bezug auf feste Achsen im Erdkörper (geocentrische Koordinaten) bestimmen, von welchen zwei in einem Sterntag (= 86164 Sek.) einen Winkel von 360° beschreiben.

Denken wir uns jetzt eine Kurve längs eines mit der Erde fest verbundenen Breitenkreises, so ist ihre Cirkulation, wenn  $r$  den Halbmesser des Breitenkreises bedeutet:

$$C = \int_0^{2\pi r} \frac{2\pi r}{86164} ds = \frac{4\pi^2 r^2}{86164}.$$

Führen wir jetzt die Winkelgeschwindigkeit der Erde  $w = 2\pi : 86164$  ein, so erhalten wir:

$$C = 2\pi w r^2 = 2wO.$$

worin  $O = \pi r^2$  die von dem Breitenkreis eingeschlossene Oberfläche bedeutet.

Es ist nun leicht einzusehen, dass für eine Kurve, welche ein in der Ebene des Parallelkreises gelegenes Oberflächenelement  $dO$  einschliesst, das von zwei Kreisen um die Erdachse und zwei Durchmessern durch den Kreismittelpunkt begrenzt ist, der Ausdruck  $C = 2w dO$  gilt und dass folglich der Ausdruck  $C = 2wO$  für jede Kurve zutrifft, die in einer mit der Äquatorialebene parallelen Ebene liegt. Es ist ebenfalls leicht einzusehen, dass für ein Kurvenstück, welches in einer (auf der Äquatorialebene senkrechten) Meridianebene mit der Erde fest verbunden liegt, das Integral  $\int u_s ds$  zufolge der Erddrehung gleich Null ist, denn überall längs diesem Kurvenstück ist die Geschwindigkeit senkrecht auf dasselbe gerichtet und infolgedessen  $u_s = 0$ . Hieraus folgt, dass für eine Kurve, welche aus vier Stücken besteht, von welchen zwei in Meridianebenen liegen und die übrigen zwei Stücke von Kreisen ausmachen, deren Mittelpunkte auf der Erdachse, aber in verschiedener Entfernung vom Erdmittelpunkt liegen, die Cirkulation zufolge der Erddrehung genau ebenso gross ist wie für ihre Projektion auf die Äquatorialebene. Nun kann jede mit der Erde fest verbundene Kurve mit einem Netz von Flächenelementen gefüllt werden, die von Kurvenstücken begrenzt sind, welche entweder in Meridianebenen liegen oder Kreisbogen um die Erdachse bilden. Die Cirkulation um die ganze Kurve ist gleich derjenigen um alle Flächenelemente, folglich gleich der Cirkulation um alle Projektionen dieser Flächenelemente auf die Äquatorialebene, deren Summe gleich der Projektion der Kurve selbst in diese Ebene ist. Daraus folgt, dass die von der Erddrehung herrührende Cirkulation  $C_e$  längs einer geschlossenen, fest mit der Erde verbundenen Kurve  $s$  gleich dem Produkt von der doppelten Winkelgeschwindigkeit der Achsendrehung und der von der Projektion der Kurve  $s$  auf der Äquatorialebene eingeschlossenen Fläche  $O$  ist, oder mathematisch ausgedrückt:

$$C_e = 2wO$$

und:

$$\frac{dC_e}{dt} = \int ds \frac{dO}{dt} = 2w \frac{dO}{dt}.$$

Dieses Glied, das in sehr einfacher Form den Einfluss der Erdrotation darstellt, ist zu den übrigen Gliedern des Ausdrucks  $dC/dt$ , welche sich auf ein mit der Erde fest verbundenes Koordinatensystem beziehen (als Korrektionsglied wegen der Beweglichkeit der Koordinatenachsen), hinzuzufügen, damit man den absoluten Wert von  $dC/dt$  (in Bezug auf ein im Raum festes Koordinatensystem) erhält.

Das vierte Glied des Ausdrucks  $dC/dt$ , nämlich  $\int r_s ds$ , welches den Einfluss der Reibung darstellt, ist nach dem oben gesagten an jeder Stelle der Geschwindigkeit der Luft ( $u_s$ ) proportional oder:

$$\int r_s ds = -R \int u_s ds = -RC.$$

Das Minuszeichen bedeutet, dass die Reibung immer der Bewegung entgegenwirkt und dieselbe zu hemmen strebt.

Es möge aber hier hervorgehoben werden, dass zufolge der Reibung die Cirkulation bisweilen zunehmen kann. Es bewege sich beispielsweise ein Luftstrom längs der Erdoberfläche in einem Breitenkreise von West nach Ost parallel der Erdoberfläche. Die Luftströmung möge anfangs bis zu einer gewissen Höhe überall die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Eine in diesem Luftstrome gezogene geschlossene Kurve hat die Cirkulation Null. Durch Reibung gegen die Erdoberfläche sinkt die Geschwindigkeit an der unteren Seite, demzufolge steigt die Cirkulation längs der Kurve.

Wir erhalten demnach als endgiltigen Ausdruck der Cirkulationszunahme:

$$\frac{dC}{dt} = -\int v dp - 2w \frac{dO}{dt} - RC.$$

Aus unten angegebenen Gründen benutzt man das Minuszeichen vor  $2w \frac{dO}{dt}$ .

Von diesen Gliedern hat das erste die grösste physikalische Bedeutung, da in ihm die Ursache der Luftbewegungen ausgedrückt ist; die zwei übrigen Glieder vermögen keine Luftströmungen hervorzurufen, nur schon bestehende zu deformieren. Es ist deshalb von besonderem Interesse, den Ausdruck  $\int v dp$  zu studieren, was Bjerknes gethan hat.

Zur Erläuterung dieses Begriffes möge folgendes Beispiel dienen. Wir wollen das Glied  $\int v dp$  für eine in einer Meridianebene der Erde gelegenen Kurve  $s$  berechnen. Dazu brauchen wir die Kenntniss des spezifischen Volumens ( $v$ ) der Luft und des Luftdruckes in jedem Punkte

der Meridianebene. Graphisch mögen diese beiden Grössen durch zwei Kurvensysteme dargestellt werden, nämlich Isobaren oder Linien gleichen Druckes und Isosteren, d. h. Linien gleichen spezifischen Volumens (gleicher Dichte) der Luft (Fig. 224; die  $s$ -Kurve ist darin punktiert).

Die ausgezogenen Isobaren laufen unten an der Erdoberfläche nahezu parallel, konvergieren aber, wegen der grösseren Luftdichte ein wenig am Pol, während sie beim Äquator weiter voneinander entfernt sind (proportional der absoluten Lufttemperatur). Die gestrichelt gezeichneten Isosteren liegen aus demselben Grunde am Pol höher als am Äquator, weil wegen der Kälte am Pol die Luft (unter gleichem Druck an der Erdoberfläche) dichter ist als am Äquator. Am Pol ist deshalb die Dichte

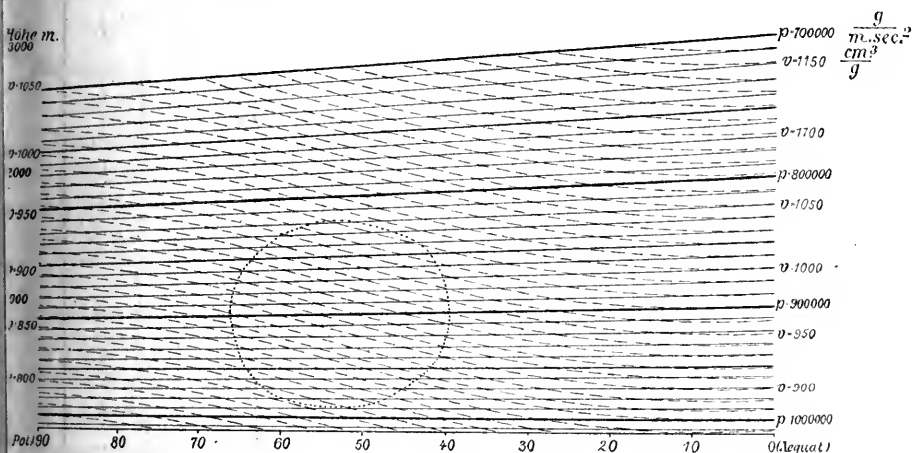


Fig. 224.

der Luft erst in der Höhe ebenso gross (und damit das spezifische Volumen dasselbe) wie an der Erdoberfläche in der Nähe des Äquators.

Das Integral  $\int v dp$  kann nun auf die Weise berechnet werden, dass wir in ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit  $p$  als Abscisse und  $v$  als Ordinate, eine geschlossene Kurve  $s_1$  einzeichnen (Fig. 225), welche den Zusammenhang zwischen  $p$  und  $v$  in jedem Punkte der Kurve  $s$  darstellt. Diese  $s_1$ -Kurve ist eine Art Abbildung (Verzerrung) der  $s$ -Kurve in Fig. 224. Die Grösse des Integrals  $\int v dp$  wird nun durch die Anzahl innerhalb  $s_1$  liegenden Flächenelemente dargestellt, die von zwei benachbarten Isobaren und zwei benachbarten Isosteren eingeschlossen sind. Weil aber die  $s_1$ -Kurve in Fig. 225 eine Abbildung der  $s$ -Kurve in Fig. 224 ist, so fallen genau gleich viele solche Flächenelemente innerhalb  $s_1$  in Fig. 225, wie innerhalb  $s$  in Fig. 224, indem

jedes rektanguläre Flächenelement in Fig. 225 einem rhomboëdrischen Flächenelement in Fig. 224 entspricht.

Man hat infolgedessen nicht nötig die letzte Kurve zu zeichnen, um das Glied  $\int v dp$  zu berechnen, man braucht nur die Anzahl der von der  $s$ -Kurve in Fig. 224 eingeschlossenen rhomboëdrischen Flächenelemente zu zählen.

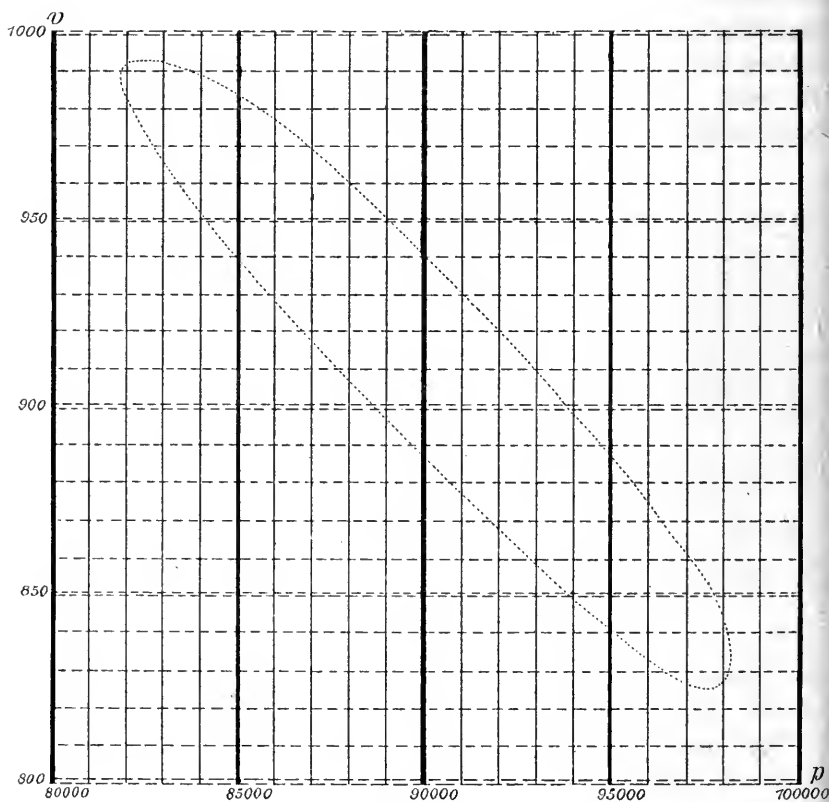


Fig. 225.

Wenn wir nun uns nicht auf eine Meridianebene beschränken, sondern die ganze Atmosphäre betrachten, so bilden die Punkte gleichen Druckes nicht eine Linie, sondern eine isobare Fläche. Zur Versinnlichung der Grösse des Luftdruckes erhalten wir demnach eine Schar von isobarischen Flächen und zur Versinnlichung der spezifischen Volumina der Luft eine Schar von isosteren Flächen. Diese beiden Flächensysteme durchschneiden einander und schliessen zwischen zwei Paaren

von benachbarten Flächen längliche Streifen von rhomboëdrischem Querschnitt ein. Diese Streifen werden von Bjerknes „Solenöide“ genannt. Daraus geht hervor, dass das Integral  $\int v dp$  längs einer beliebigen in der Atmosphäre liegenden Kurve  $s$  gleich der Anzahl ( $A$ ) der von dieser Kurve umschlossenen Solenöide ist.

Es ist infolgedessen mathematisch ausgedrückt:

$$-\int v dp = A$$

und wir erhalten auf diese Weise folgenden einfachen Ausdruck von  $dC/dt$ :

$$\frac{dC}{dt} = A - 2w \frac{dO}{dt} - RC.$$

Um nun den Sinn zu bestimmen, in welchem diese verschiedenen Einflüsse wirken, wollen wir zuerst das Glied  $A$  betrachten. Zu diesem Zweck nehmen wir in Fig. 226 aus der Fig. 224 einen vergrößerten Durchschnitt  $abcd a$  eines Solenöids heraus, der zwischen den isobaren Flächen  $p = 1010\,000$  und  $p = 1\,000\,000$  und zwischen den isotheren Flächen  $v = 800$  und  $v = 810$  eingeschlossen ist. Längs  $ab$  ist  $v = 810$  und  $dp = 10^4$ , längs  $bc$  ist  $dp = 0$ , längs  $cd$  ist  $v = 800$  und  $dp = -10^4$  und längs  $da$  ist wiederum  $dp = 0$ . Das Integral  $\int v dp$  ist infolgedessen gleich  $+10^5$ . Die Cirkulation wird in Richtung  $adecba$ , d. h. in linksdrehendem Sinne beschleunigt. Die Luft wird nämlich von den Solenöiden da aufwärts getrieben, wo die Dichte gering ist, und da hinuntergedrückt, wo grosse Dichte herrscht. Mit anderen Worten, die Solenöide streben die Luft so zu verteilen, dass die spezifisch schweren Schichten nach unten, die spezifisch leichten nach oben kommen, wie es ja natürlich ist.

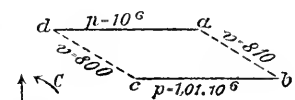


Fig. 226.

Wenn man den Druckgradienten  $G$  in Fig. 226 nach sinkendem Druck gerichtet hineinzeichnet und ebenfalls den Dichtegradienten  $D$  nach abnehmender Dichte gerichtet, so wird die Cirkulation von den Solenöiden im Sinne des Pfeiles  $C$  gerichtet, d. h. vom Dichtegradienten den kürzesten Weg zum Druckgradienten.

Zur Beurteilung der Richtung, in welcher die Erddrehung wirkt, schreiben wir folgende Beziehung zwischen der absoluten Cirkulation  $C_a$ , der zur Erde als feststehend sich beziehenden Cirkulation  $C$  und der absoluten Cirkulation der drehenden Erde  $C_e$ :

$$C_a = C + C_e.$$

Nehmen wir nun an, dass keine anderen Umstände auf die Cirkulation Einfluss üben als die Erddrehung, so ist  $C_a$  als konstant anzusehen, da auf dieselbe die Erddrehung keinen Einfluss ausübt.  $C_e$  ist gleich  $2wO$  und die Richtung derselben ist von der Erddrehung gegeben. Diese Richtung kann als „cyklonisch“ bezeichnet werden, da sie auf den beiden Halbkugeln mit der Richtung der Winde in einer Cyklone übereinstimmt.

Wächst nun  $O$ , so nimmt auch  $C_e$  und zwar in cyklonischer Richtung zu. Da nun  $C_a$  konstant ist, so muss die auf die Erde bezogene Cirkulation  $C$  um ebensoviel „cyklonisch abnehmen“ oder, was dasselbe ist, „anticyklonisch wachsen“. Da wir immer die Cirkulation  $C$  in Bezug auf die Erde berechnen, so folgt hieraus die Regel, dass, wenn die Projektion  $O$  der von der Kurve  $s$  eingeschlossenen Fläche auf der Äquatorialebene wächst, so nimmt auch die anticyklonische Cirkulation längs der Kurve  $s$  zu. Diese Richtung wollen wir als negativ bezeichnen (mit dem gewöhnlichen geometrischen Gebrauch stimmt diese Bezeichnung für die nördliche Halbkugel überein). Das Minuszeichen wird für dieses Glied benutzt, weil es im allgemeinen wie die Reibung dahin wirkt, die Luftbewegungen zu verlangsamen. Ebenso wie betreffs der Reibung können aber Fälle vorkommen, in welchen die Erddrehung auf die Cirkulation beschleunigend wirkt.

Betreffs der Reibung  $R$  scheint es nicht wohl möglich, dieselbe experimentell zu bestimmen, sondern wir müssen uns wie Guldberg und Mohn damit begnügen, solche relativ einfache Fälle in der Natur aufzusuchen, bei welchen die übrigen Glieder in der Cirkulationsgleichung einigermaßen leicht bestimmt werden können (vgl. S. 681). Dies geschieht wohl am besten, wenn die Cirkulation konstant ist, also bei sogenanntem stationären Zustande, wobei:

$$\frac{dC}{dt} = 0 = A - 2w \frac{dO}{dt} - RC.$$

Verwendung der Theorie. Sandström hat auf eine Anwendungsweise der Bjerknesschen Theorie die Aufmerksamkeit gerichtet, bei welcher noch weitere Vereinfachungen von selbst sich ergeben.

Bei Anwendung der Theorie ist es natürlich, die Kurve  $s$  so zu legen, dass die Rechnungen so übersichtlich wie möglich werden. Dies geschieht am einfachsten dadurch, dass man die Kurve  $s$  aus zwei Isobarenstücken ( $p = p_0$  und  $p = p_1$ ), längs welchen  $dp = 0$  und folglich auch  $\int v dp = 0$ , und zwei senkrechten Linien, die durch zwei Punkte  $a$  und  $b$

gehen mögen und die Isobarenstücke verbinden, zusammensetzt. Es wird dann:

$$A = - \left( \int_{p_0}^{p_1} v dp \right)_a + \left( \int_{p_0}^{p_1} v dp \right)_b$$

Nun ist in diesem Fall die Masse von einem  $m^3$   $1:v$  g, und der Luftdruck pro  $m^2$  ( $p$ ) nimmt danach mit der Höhe nach folgender Formel ab

$$dp = - \frac{g}{v} dz,$$

(vgl. S. 579) woraus folgt:

$$- \int_{p_0}^{p_1} v dp = \int_{z_0}^{z_1} g dz.$$

Die Beschleunigung der Schwerkraft  $g$  nimmt wohl etwas mit steigender Höhe  $z$  ab, aber jedenfalls so wenig, dass wir in erster Annäherung diese Abnahme vernachlässigen oder einen Mittelwert,  $g_a$  bzw.  $g_b$  benutzen können.  $z_0$  ist die Höhe, wo der Luftdruck  $p_0$ ,  $z_1$  diejenige, wo der Luftdruck  $p_1$  herrscht. Diese Werte sind in  $a$  und  $b$  verschieden, was durch die Indices  $a$  und  $b$  unten angedeutet wird. Man erhält also:

$$A = g_b (z_1 - z_0)_b - g_a (z_1 - z_0)_a = E_b - E_a.$$

$E_b$  bzw.  $E_a$  ist die Arbeit, welche nötig ist, um die Masseneinheit 1 g von der Isobarenfläche  $p = p_0$  zu der Isobarenfläche  $p = p_1$  bei den Punkten  $b$  und  $a$  zu heben.

Weiter gilt für trockne Luft (Masse 1 g):

$$pv = kT,$$

das Gasgesetz, worin  $k = 84750 : 28,9 = 2933$  erg pro  $^{\circ}\text{C}$ .

Durch Einführen dieses Wertes erhält man:

$$E_a = - k \int_{p_0}^{p_1} T \frac{dp}{p} = k T_a \log \frac{p_0}{p_1},$$

worin  $T_a$  eine mittlere absolute Temperatur längs der Vertikale in  $a$  bedeutet. Ferner gilt:

$$E_b = k T_b \log \frac{p_0}{p_1} = \frac{T_b}{T_a} \cdot E_a$$

und man erhält für  $A$  den Wert:

$$A = E_a \frac{T_a - T_b}{T_a} = E_a \frac{t_a - t_b}{273 + t_b},$$

wo  $t$  wie gewöhnlich die Temperatur in Celsiusgraden darstellt.

Feuchte Luft hat ein etwas grösseres spezifisches Volumen (bezogen auf 1 g Substanz) als trockne Luft bei derselben Temperatur. Für die selbe gilt (vgl. S. 592):

$$(p - 0,377 f) v = k (273 + t),$$

worin  $f$  den Dampfdruck des Wasserdampfes angiebt. Nun können wir nach Guldberg und Mohn eine andere Temperatur, die sogenannte virtuelle Temperatur  $\vartheta$  einführen, sodass für feuchte Luft die Beziehung gilt:

$$p v = k (273 + \vartheta).$$

$\vartheta$  ist offenbar ein wenig höher als  $t$  (um  $0,377 f \cdot v : k$ ).

Für feuchte Luft gilt demnach folgender, ein wenig abgeänderter Wert von  $A$ :

$$A = E_a \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a}.$$

Wenn wir wüssten, in welcher Höhe die Isobarenflächen auf verschiedenen Breitengraden verlaufen, so brauchten wir natürlich keine solche Transformationen wie die oben benutzten zur Berechnung von  $A$ . Wir kennen aber ihren Verlauf nicht mit genügender Genauigkeit, sondern müssen vielmehr denselben aus der Temperatur der Luft auswerten, wie es oben geschehen ist.

Um aber weiter zu kommen, führen wir nach Sandström noch eine Vereinfachung ein. Es scheint nach den neuesten Messungen die Temperatur der niedrigsten Luftschichten in allen Breiten mit der Höhe in gleichem Maasse abzunehmen, nicht, wie man früher glaubte, viel schneller am Äquator als in höheren Breiten. Dies kann aber nicht bis zu sehr grossen Höhen fortgehen (vgl. S. 588—589), sondern zuletzt muss eine Höhe kommen, in welcher der Unterschied der Temperatur zwischen Pol und Äquator sehr gering ist. Mit Hrn. Sandström wollen wir deshalb die vereinfachende Annahme machen, dass die Temperaturdifferenz zwischen zwei Punkten auf verschiedener geographischer Breite in derselben Isobarenfläche dem absoluten Wert der virtuellen Temperatur in dieser Fläche, z. B. am Äquator, proportional ist. Falls dies für die virtuelle Temperatur am Äquator gilt, so gilt es offenbar auch für alle anderen geographischen Breiten. Diese Annahme stimmt mit der Beobachtung, dass die vertikale Temperaturabnahme in den unteren Luftschichten unter allen geographischen Breiten ungefähr gleich gross ist. Sie ergibt weiter, dass in sehr grosser Höhe der Temperaturunterschied Null wird und entspricht demnach sehr gut der Erfahrung.

Es möge also für die Temperaturdifferenz zweier Punkte, die in den Vertikalen durch  $a$  und  $b$  auf derselben Isobarenfläche gelegen sind, der Ausdruck:

$$\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = K$$

überall denselben von der Höhe unabhängigen Wert besitzen, so können wir die Grösse von  $K$  aus den Daten über Temperatur und Feuchtigkeit für die Meeresfläche berechnen, denn der Druck im Meeresniveau kann im Mittel überall als gleich gross angenommen werden. Die so berechneten Daten sind in folgender Tabelle gesammelt.

Durchschnittliche Beträge der Temperatur, relativen Feuchtigkeit und virtuellen Temperatur in der Meeresoberfläche.

Geogr. Breite	Jahr			Winter			Sommer		
	Temp.	Rel. Feucht.	Virtuelle Temp.	Temp.	Rel. Feucht.	Virtuelle Temp.	Temp.	Rel. Feucht.	Virtuelle Temp.
	1)	2)		1)	2)		1)	2)	
N.-P.	— 20,0	(83)	— 20,0	(— 38,0)	(87)	(— 38,0)	(0,0)	(77)	(0,5)
80	— 16,7	(83)	— 16,6	— 33,5	(87)	— 33,5	1,8	(77)	2,3
70	— 10,0	83	— 9,8	— 26,0	87	— 26,0	7,0	(77)	7,8
60	— 1,0	80	— 0,6	— 15,8	84	— 15,6	14,0	76	15,3
50	5,8	76	6,5	— 7,0	80	— 6,7	18,1	73	19,7
40	14,0	72	15,2	4,9	76	5,6	24,0	68	25,5
30	20,2	70	22,0	14,6	72	15,8	27,3	69	30,1
20	25,2	73	27,8	21,9	73	23,0	28,3	74	31,5
10	26,7	77	29,7	25,8	76	28,5	26,9	80	30,1
Äq. 0	26,3	80	29,3	26,4	79	29,3	25,6	82	28,6
— 10	25,3	80	28,2	26,3	80	29,3	23,9	81	26,6
— 20	23,0	78	25,4	25,4	77	28,2	20,9	80	22,9
— 30	18,4	78	20,2	21,8	75	23,9	14,6	80	16,0
— 40	12,0	80	13,2	15,6	78	17,1	9,0	81	10,0
— 50	5,6	81	6,4	8,3	82	9,2	2,9	(83)	3,6
— 60	— 0,4	(81)	+ 0,1	1,6	83	2,2	(— 3,8)	(83)	(— 3,4)

1) nach Spitaler und Batchelder.

2) nach Arrhenius.

Zur Ausführung der Berechnung legen wir die Fusspunkte  $a$  und  $b$  so, dass  $a$  auf 45° n. Br.,  $b$  dagegen nacheinander auf jeden zehnten Breitenkreis vom Nordpol bis zu 60° s. Br. zu liegen kommt. Die obere Isobarenfläche

lassen wir in 1000 m Höhe die Vertikale in  $a$  schneiden. Die Grösse  $K$  ist danach, weil  $g_a = 9,8$  und  $(z_1 - z_0)_a = 1000$ ,  $E_a = 9800 \text{ m}^2 \text{ pro Sek.}$  Diese Zahl braucht nur mit dem Wert  $K$  multipliziert zu werden, so erhält man die Anzahl  $A$  der Solenoïde zwischen  $45^\circ$  n. Br. und der Breite des Punktes  $b$  und zwischen der Meeresoberfläche und der Isobarenfläche die in 1000 m Höhe über dem Meer auf  $45^\circ$  n. Br. liegt. Aus den Differenzen berechnet man die Solenoïdenzahl zwischen zwei um  $10^\circ$  voneinander entfernten Breitengraden. Die so erhaltenen Daten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (worin also  $b = a + 10^\circ$ ).

$a$	$K = \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{\vartheta_{45^\circ} + 273}$			$A = E \cdot \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{45^\circ \vartheta_{45^\circ} + 273}$		
	Winter	Sommer	Jahr	Winter	Sommer	Jahr
N.-P.						
80	0,0165	0,0061	0,0120	162	60	118
70	0,0275	0,0186	0,0239	270	182	234
60	0,0382	0,0254	0,0324	374	249	318
50	0,0327	0,0149	0,0250	320	146	245
40	0,0451	0,0196	0,0306	442	192	300
30	0,0374	0,0155	0,0239	367	152	234
20	0,0264	0,0047	0,0204	259	46	200
10	0,0202	— 0,0047	0,0067	198	46	66
Äq. 0	0,0029	— 0,0051	— 0,0014	28	50	14
— 10	0,0000	— 0,0068	— 0,0039	0	67	38
— 20	— 0,0040	— 0,0125	— 0,0099	39	122	97
— 30	— 0,0158	— 0,0233	— 0,0183	155	228	179
— 40	— 0,0250	— 0,0203	— 0,0246	245	201	241
— 50	— 0,0290	— 0,0216	— 0,0239	284	212	234
— 60	— 0,0257	— 0,0237	— 0,0222	252	232	218

Denselben  $A$ -Wert erhält man für die Zahl der Solenoïde zwischen den Isobarenflächen, die in 1000 m Höhe und 2000 m Höhe durch die Lotlinie in  $45^\circ$  n. Br. gehen. Dabei wird von der unbedeutenden Veränderung von  $g$  mit der Höhe abgesehen. Dasselbe gilt betreffs der Isobarenflächen in 2000 m und 3000 m u. s. w.

Die Stabilität der Atmosphäre. Wie oben hervorgehoben, sinkt die Lufttemperatur im allgemeinen bedeutend weniger mit der Höhe als die Berechnung nach Annahme einer adiabatischen Ausdehnung verlangt. Wird demnach eine trockne Luftmasse ohne Wärmezufuhr gehoben, so nimmt ihre Temperatur in allen Luftschichten gegen die nor-

male ab. Die Isosteren sinken alle auf dieser Strecke, wodurch neue Solenoïde entstehen, die einem weiteren Steigen der Luft entgegenwirken. Ebenso wird ein Sinken der Luft durch die damit verbundene Erhöhung der Temperatur gehemmt. Durch diesen Umstand erhält die Luft eine bedeutende Stabilität gegen Verschiebungen in vertikaler Richtung, besonders nach unten.

Mit dieser Stabilität hängt eine Tendenz der Luftbewegungen, einen stationären Zustand anzunehmen, nahe zusammen. Wenn z. B. eine in der Luft verlegte  $s$ -Kurve ihre Projektion auf der Äquatorialebene verändert, so entstehen dadurch Beschleunigungen, welche sich in dem Ausdruck  $dC/dt$  kundgeben. Dieselben rufen eine aufsteigende Bewegung der Luft in einem, eine absteigende Bewegung derselben in einem anderen Teile der Luft längs der  $s$ -Kurve hervor. Die dadurch entstehenden diabatischen Temperaturveränderungen bringen ein Solenoïdensystem umstände, welches in entgegengesetzter Richtung wie die Erddrehung wirkt und dieses Solenoïdensystem nimmt an Mächtigkeit zu, bis es der Drehung genau Gleichgewicht hält, sodass die Cirkulationszunahme Null wird, d. h. die Bewegung stationär wird.

Zufolge der Erddrehung kann also die Lufttemperatur an einigen Stellen stark zu-, an anderen ebenso stark abnehmen, ohne dass eine Zufuhr von Wärme durch Wasserkondensation, Strahlung oder andere Umstände dazu nötig ist. Unter solchen Verhältnissen wäre es in hohem Grade zu empfehlen, diese Einwirkung bei der Bestimmung der Lufttemperatur in hohen Luftschichten, z. B. bei Beobachtungen mit Hilfe von Ballons oder Drachen zu berücksichtigen, was bisher nicht geschehen ist. Man wird vermutlich auf diese Weise eine Erklärung für die vielen unerwarteten Temperaturverhältnisse bei diesen Beobachtungen auffinden.

Berechnung der Lufttemperatur aus den Windgeschwindigkeiten. Wegen der hervorgehobenen Bestrebung der Cirkulation, einen konstanten Wert anzunehmen, kann man für Luftbewegungen, die einige Zeit angehalten haben oder für Durchschnittszustände der Luftbewegung voraussetzen, dass sie sich recht nahe dem stationären Zustand anschließen. Dabei ist:

$$E_a \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = A = 2w \frac{dO}{dt} + RC.$$

Ist die Bewegung der Luft bekannt, so kann man daraus  $C$  und  $O/dt$  berechnen. Kennt man nun auch  $R$  aus älteren Beobachtungen,

so erhält man die Differenz  $\vartheta_a - \vartheta_b$  der virtuellen Temperatur in den Vertikalen  $a$  und  $b$  aus folgender Gleichung:

$$\vartheta_a - \vartheta_b = \frac{273 + \vartheta_a}{E_a} \left( 2w \frac{dO}{dt} + RC \right).$$

Diese Berechnung ergibt, dass niedrigere Temperatur zufolge adiabatischer Ausdehnung da herrscht, wo die Luft von der Cirkulation in die Höhe gehoben wird.

Eine grosse Vereinfachung tritt ein, wenn, wie oft der Fall,  $RC$  gegen  $2w \frac{dO}{dt}$  vernachlässigt werden darf. Einige solche Fälle möge unten näher erläutert werden.

Nehmen wir an, dass wie gewöhnlich die Wolken sich schneller bewegen als der Wind an der Erdoberfläche. Stellen wir uns zur Orientierung dann so, dass das Gesicht nach der Richtung der Bewegung der Wolken relativ zu den unteren Luftschichten eingestellt ist. Denke wir uns danach eine  $s$ -Kurve in der Luft so gelegt, dass sie aus einer senkrechten Linie in einiger Entfernung auf der rechten Seite und einer anderen ähnlichen Linie ebensoweit nach links, sowie aus isobarischen Linien in der Nähe der Erdoberfläche und in einer bestimmten Höhe zusammengesetzt ist. Diese Kurve, deren Projektion auf der Äquatorialebene anfangs Null ist, verändert sich durch die Luftbewegung so, dass sich die beiden Lotlinien nach vorne biegen und sich dabei stetig verlängern. Es herrscht also längs dieser Kurve zufolge der Erddrehung eine anticyklonische Luftbewegung, wodurch die Luft auf der rechten Seite heruntersinkt und sich erwärmt, auf der linken dagegen aufsteigt und sich abkühlt. Bei Annahme einer stationären Bewegung ist diese Temperaturverteilung schon seit einiger Zeit vorhanden.

Aus dieser Betrachtung erhält man folgende Regel. Wenn man in der Richtung der Wolkenbewegung relativ zu den niederen Luftschichten blickt, so ist die Temperatur rechts höher, links niedriger als am Standorte.

Oft ist die Geschwindigkeit der niederen Luftschichten so gering verglichen mit derjenigen der höheren, dass man die Wolkenbewegung ohne nennenswerten Fehler auf die stillstehende Erdoberfläche beziehen kann. Es kann aber auch vorkommen, dass der obere Wind weniger kräftig ist als der untere. Wehen dabei beide in nahezu gleicher Richtung wie in der Nähe einer Cyklone, so tritt der eigentümliche Zustand ein, welcher in Amerika bisweilen beobachtet worden ist, dass die Temperatur nach links von der Windrichtung zunimmt, das heisst, dass die Cyklone ein warmes Centrum besitzt. In derselben Weise können die Windgeschwindigkeiten auf Anticyklonen mit kaltem Centrum hindeuten.

Um diese Betrachtungen an einem konkreten Beispiel durchzuführen, wollen wir die Daten der wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten benutzen. Bei den Auffahrten bei cyklonischer Wetterlage wurde die mittlere Windgeschwindigkeit in der Nähe der Erdoberfläche gleich 4,6 m pro Sek. gefunden. Die Windgeschwindigkeit in 5000 m Höhe war durchschnittlich 4,3 mal grösser, d. h. 19,8 m pro Sek.

Denken wir uns nun die  $s$ -Kurve so gelegt, dass die Lotlinie durch  $a$  im Centrum der Cyklone liegt, diejenige durch  $b$  in 1000 km Entfernung davon, so erhalten wir unter der Annahme, dass die oberen und unteren Winde gleichgerichtet sind, einen Wert von  $dO/dt = 12,16 \cdot 10^6$  m<sup>2</sup> pro Sek.  $E_a$  ist  $5000 \cdot 9,80 = 49000$  m<sup>2</sup> pro Sek.<sup>2</sup>,  $w = 7,29 \cdot 10^{-5}$  pro Sek. Nehmen wir die virtuelle Temperatur  $\vartheta_a$  in dem Cyklonencentrum gleich  $+10^\circ$  C. an, so erhalten wir  $\vartheta_a - \vartheta_b = -10,2^\circ$  C.

Die Cyklonen in Mittel-Europa sind danach bis zu 5 km Höhe im Mittel etwa  $10^\circ$  C. kälter als die Umgebung, bei Annahme eines mittleren Halbmessers der Cyklone von 1000 km, was ungefähr den thatsächlichen Verhältnissen entspricht.

In derselben Weise kann man aus den Angaben, dass bei anticyklonischer Wetterlage die Windgeschwindigkeit unten 4,4 m pro Sek., in 5000 m Höhe dagegen 15,8 m pro Sek. beträgt, berechnen, dass die Differenz der virtuellen Temperatur im Centrum der Anticyklone und 1000 km davon im Mittel  $7,7^\circ$  C. beträgt.

Dass die Temperatur in anticyklonischen Gebieten wärmer, in cyklonischen dagegen kälter als in der Umgebung ist, hat Hann nachgewiesen; ebenso hat er richtig die Ursache dieser Erscheinung in der adiabatischen Volumsveränderung der Luft in diesen Gebieten gesucht.

Bei den wissenschaftlichen Ballonfahrten von Berlin aus, fand man folgende durchschnittliche Temperaturen in  $^\circ$  C.

Höhe	Winter		Sommer	
Meter	Cyklone	Anticyklone	Cyklone	Anticyklone
0	+ 3,0	+ 1,5	+ 15,7	+ 20,6
1000	— 2,2	+ 1,3	+ 9,1	+ 13,6
2000	— 8,0	— 2,0	+ 3,0	+ 7,7
3000	— 15,1	— 6,7	— 0,8	+ 2,1
4000	— 20,8	— 10,9	— 7,0	— 3,3
5000	— 27,5	— 16,0	— 15,3	— 9,1
6000	— 34,0	— 25,8	—	— 17,2
7000	(— 44,4)	(— 30,2)	—	(— 22,0)
8000	(— 48,5)	(— 37,9)	—	(— 30,7)

Die eingeklammerten Zahlen entsprechen je einer einzigen Beobachtungsfahrt.

Wie aus dieser Tabelle ersichtlich, sind die Anticyklonen besonders im Winter bedeutend wärmer als die Cyklonen. Der Unterschied scheint wenigstens anfangs mit der Höhe zu steigen. Sieht man wegen der störenden Einflüsse der Strahlung und der Erwärmung durch von der Erdoberfläche aufsteigende Luftströmungen von der untersten 1000 m hohen Schicht ab, so ist der mittlere Temperaturüberschuss der Anticyklonen über die Cyklonen im Winter  $8,0^{\circ}$ , im Sommer  $4,2^{\circ}$ , im Mittel  $6,1^{\circ}$  C. Diese Zahl stimmt dem Sinn und der Grössenordnung nach mit der vorhin ausgeführten Rechnung, wonach der Temperaturunterschied zwischen dem Centrum einer Cyklone und demjenigen einer Anticyklone etwa  $17,9^{\circ}$  C. betragen sollte. Danach wäre eine Temperaturdifferenz zwischen cyklonischen und anticyklonischen Gebieten von im Mittel etwa  $6^{\circ}$  C. zu erwarten. (Dabei ist ein kreisförmiger Durchschnitt derselben, ein gleichmässiger Temperaturfall vom Centrum zum Rand und ein mittlerer Halbmesser der Cyklonen und Anticyklonen von 1000 km, d. h. eine Entfernung des Centrums der Cyklone von demjenigen der nächstfolgenden Anticyklone von 2000 km angenommen. Diese Zahl wäre nach dem vorhin gesagten (vgl. S. 717) mit etwa 1,9 zu multiplizieren. Danach käme der Wert 11,3 heraus, welcher 1,9 mal grösser als der beobachtete ist. (Wegen der ständigen Bestrebung der Temperaturen sich auszugleichen, wird wohl der theoretische Wert nie erreicht.)

Die Verteilung der Temperatur in der angeführten Weise führt eine entsprechende Verteilung des Luftdruckes mit sich. Da wo die Temperatur höher ist, ist auch die Luft leichter und die Isobarenflächen liegen weniger dicht als da, wo die Temperatur niedriger ist. Daraus folgt, dass, wenn man sich so hinstellt, dass man in der Richtung der Bewegung der Wolken relativ zu den unteren Luftschichten hinblickt, die Isobarenflächen nach rechts divergieren und nach links konvergieren.

Wenn die obere und untere Luftbewegung in derselben Richtung erfolgen und die obere Windgeschwindigkeit die grössere ist, so liegen die isobarischen Flächen im Centrum der Cyklonen dichter aneinander als weiter hinaus, dagegen weniger dicht im Centrum der Anticyklonen als in seiner Umgebung. Das Gegenteil würde eintreffen, wenn die Windgeschwindigkeit oben geringer als unten wäre.

Zur Berechnung der relativen Entfernung der Isobarenflächen über zwei Stationen  $a$  und  $b$  benutzen wir die Formel:

$$g_a (x_1 - x_0)_a - g_b (x_1 - x_0)_b = E_a - E_b = 2w \frac{dO}{dt} + RC.$$

Im oben angeführten Beispiel betrug das Glied  $2w \frac{dO}{dt}$  für die Cyclonen 1770, für die Anticyklonen  $1330 \text{ m}^2$  pro Sek.<sup>2</sup>. Vernachlässigen wir das Glied  $RC$  und nehmen wir  $g_a = g_b = 9,80 \text{ m}$  pro Sek.<sup>2</sup> an, so erhalten wir das Resultat, dass an der Aussenseite der Cyclone, in 1000 km von ihrem Centrum die Isobarenflächen um 180 m weiter voneinander liegen als im Centrum, falls ihre Entfernung dort 5000 m beträgt. 1000 km vom

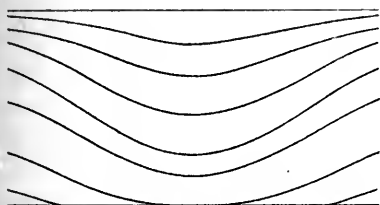


Fig. 227.

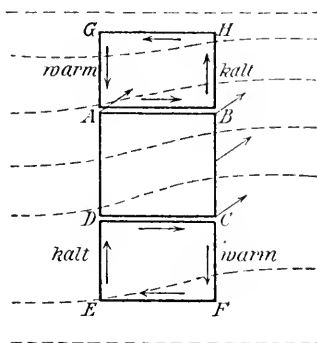


Fig. 228.

Centrum der Anticyklone liegen sie dagegen um 135 m näher aneinander als im Centrum, wenn sie dort um 5000 m voneinander entfernt sind.

Die Verhältnisse in grösseren Höhen bei Cyclonen und Anticyklonen. Man kann eine Cyclone oder Anticyklone in mehrere Schichten von z. B. je 1000 m Höhe zerlegen und jede dieser Schichten in derselben Weise, wie wir oben den ganzen Luftwirbel behandelt haben, einer Analyse unterwerfen. Dabei hat man die Differenz der Windgeschwindigkeiten an der oberen und unteren Seite jeder Schicht für sich zu betrachten. Man erhält auf diese Weise eine Vorstellung von der Verteilung der Temperatur und des Luftdruckes in jeder Schicht für sich. Leider fehlen noch die Daten, um eine solche detaillierte Untersuchung auszuführen.

Soviel kann man jedenfalls behaupten: wenn, wie dies ohne Zweifel zutrifft, die cyclonische Cirkulation von der Erde ab gerechnet

bis zu einer gewissen Höhe zunimmt, um von da ab wieder abzunehmen, so besitzt die Cyklone unten ein kaltes, oben ein warmes Centrum mit unten dichter, oben weniger dicht geschaarten Isobarenflächen als in der Umgebung. Die Verhältnisse in der Cyklone wären danach schematisch durch Fig. 227 dargestellt.

Entsprechend werden in einer Anticyklone die unteren Luftschichten warm, die oberen kalt sein. Eine solche Anticyklone wird durch eine Umkehrung von Fig. 227 dargestellt.

Die wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten haben wohl ergeben, dass die Drehungsgeschwindigkeit der Luftbewegung in Cyklonen sowohl als in Anticyklonen mit der Höhe zunimmt, dies gilt aber natürlich nur für die bisher erreichten Höhen, und es ist kaum denkbar, dass diese Zunahme bis zur Grenze der Atmosphäre fortgehen kann. Die Beobachtungen des Ganges der Cirrus-Wolken haben, besonders in anticyklonischen Gebieten, auch zu dem Schluss geführt, dass die Wirbelbewegung in höheren Schichten abnimmt und zuletzt aufhört.

Die Verhältnisse in der Umgebung eines horizontalen Luftstromes. Wir wollen zuletzt einen horizontalen Luftstrom in Betracht ziehen, welcher grössere Geschwindigkeit besitzt als die umgebende Luft.

Die Fig. 228 möge in  $ABCD A$  den Querschnitt eines solchen Luftstromes darstellen, der in der Richtung der Pfeile, senkrecht auf die Ebene des Papiers, in der als stillstehend angenommenen umgebenden Luft hinfließt. Wir legen zwei  $s$ -Kurven  $GHBAG$  und  $DCFED$  in der umgebenden Luft so, dass zwei horizontale Seiten  $AB$  und  $CD$  an der Grenze des Luftstromes liegen. Da die Projektionen dieser beiden  $s$ -Kurven auf die Äquatorialebene zunehmen, entsteht in jeder derselben eine von oben gesehen (auf der nördlichen Halbkugel) rechtsdrehende anticyklonale Cirkulation, wodurch Luftströme in den Pfeilrichtungen hervorgerufen werden. Dadurch erwärmt sich die Luft über  $A$  und unterhalb  $C$ , kühlt sich dagegen oberhalb  $B$  und unter  $D$  ab. Dadurch wird wiederum eine Verteilung der Isobaren hervorgerufen, welche von den punktierten Linien in der Figur angegeben ist.

Diese Verteilung von höherem Luftdruck auf der rechten Seite, niedrigerem auf der linken Seite eines Luftstromes entspricht der Tatsache, dass die Anticyklonen rechts, die Cyklonen links von der Windrichtung (auf der nördlichen Halbkugel) liegen. In derselben Weise wird der hohe Druck in den unteren Luftschichten unter den sogenannten Rossbreiten verständlich.

Untersuchen wir jetzt, zu welchen Schlüssen wir kommen, wenn wir eine  $s$ -Kurve in ähnlicher Weise rechts von dem Luftstrom legen. Wenn der Luftstrom in genau nord-südlicher Richtung verläuft, so ändert sich die Projektion der  $s$ -Kurve auf die Äquatorialebene nicht, denn sie bildet ein Parallelogramm von konstanter Basis und konstanter Höhe.

Verläuft dagegen der Luftstrom von West nach Ost, so wächst die Projektion von dem Anfangswert Null. Es entsteht eine rechtsdrehende Luftbewegung, wodurch die Luft im östlichen vertikalen Teil der  $s$ -Kurve aufsteigt. Der östliche Teil ist derjenige, welcher vom Luftstrom nach Osten mitgeführt wird. Die Luft wird demnach auf der rechten Seite des Luftstromes in die Höhe getrieben. Dasselbe gilt für die linke Seite. Der Auftrieb, welchem in dieser Weise der Luftstrom ausgesetzt wird, wächst vom Pol zum Äquator (er ist offenbar dem Cosinus der geographischen Breite proportional) und mit der Geschwindigkeit des Luftstromes. Diesen Auftrieb hat Dr. Ekholm in anderer Weise abgeleitet.

Zufolge des Auftriebes steigt der Luftstrom und kühlt sich ab. Dies gilt für einen Luftstrom mit nach Osten gerichteter Komponente; für einen Luftstrom mit nach Westen gerichteter Komponente gilt das Gegenteile, er sinkt und erwärmt sich dabei.

Es ist leicht, die Temperaturdifferenzen für diesen Fall in ähnlicher Weise wie oben für die Cyklonen und Anticyklonen zu berechnen.

Die Entstehung von Cyklonen und Anticyklonen. Wie oben angedeutet strebt die Bewegung der Atmosphäre sich dem stationären Zustand anzunähern. Ein ursprüngliches Solenoidensystem erweckt eine Beschleunigung der Cirkulation, wodurch eine Gegenkraft zufolge der Erddrehung und der Reibung erzeugt wird, oder die Erddrehung und Reibung rufen eine Beschleunigung der Cirkulation hervor, wodurch ein Solenoidensystem, das in entgegengesetzter Richtung wirkt, sich ausbildet. Der stationäre Zustand tritt bald ein, wie auch die anfängliche treibkraft der Cirkulation beschaffen sein mag.

Die oben abgeleiteten Sätze, bei welchen der Einfluss der Erddrehung als das ursprüngliche Moment betrachtet wurde, können infolgedessen umgekehrt werden. So z. B. kann man anstatt des Satzes auf S. 750, in welchem eine bestimmte Temperaturverteilung, steigende Temperatur nach rechts, sinkende nach links, als Folgeerscheinung der Richtung der Luftströme abgeleitet wurde, folgenden Satz aussprechen: Wenn man sich so stellt, dass die Temperatur von links nach rechts

steigt, so ist die Bewegung der oberen Luftströme relativ zu den unteren nach der Sichtlinie gerichtet. Als Beispiel dieses Satzes möge die Tatsache dienen, dass wegen der höheren Temperatur der tropischen Gegenden gegenüber den polaren die oberen Luftströme relativ zu den unteren nach Osten gerichtet sind.

Die Wärmeverluste oder -Gewinne bei Aus- oder Einstrahlung an der Erdoberfläche, die Wärmezufuhr in den mittleren Luftschichten bei Wasserkondensation und die dynamische Einwirkung der Erddrehung, die besonders durch die starke relative Bewegung der höchsten Luftschichten gegen die niedrigen zu Stande kommt, üben einen modifizierenden Einfluss auf die schon stationär gewordene Luftbewegung aus.

Wenn die Luft unten an der festen oder flüssigen Erdoberfläche erwärmt wird, so umgibt sich die warme Luftmasse mit einem Solenoidensystem, welches sie in die Höhe treibt. In einer *s*-Kurve, die auf der senkrechten Achse an der erwärmten Stelle, zwei Isobaren und eine mit der Achse parallelen Geraden ausserhalb der erwärmten Stelle besteht, wird die Bewegung längs der unteren Isobare gegen die Achse beschleunigt. Legt man nun eine kreisförmige *s*-Kurve unten rund um die erwärmte Stelle, so zieht sie sich zusammen und es entsteht längs ihr eine cyklonale Bewegung der Luft.

Solche Cyklonen, die über der festen Erdoberfläche entstehen, haben keine lange Dauer. Nachts entsteht nämlich durch Ausstrahlung ein Solenoidensystem, das die Luft in entgegengesetzter Richtung beschleunigt. Die über dem Land aufsteigende Luft ist auch relativ trocken, sodass die adiabatische Ausdehnung derselben sehr hemmend wirkt.

Günstiger sind die Cyklonen gestellt, welche über warmen Wasserflächen entstehen, die Tag und Nacht wärmer als ihre Umgebung sind. In der ersten Zeit der Cyklone findet die stärkste cyklonische Bewegung unweit der Meeresoberfläche statt. Die Cyklone hat so lange ein warmes Centrum. Die isobaren Flächen verlaufen wie in Fig. 206. Nach dem Carnotschen Satz wird Wärme hier in Bewegungsenergie verwandelt.

Durch die Kondensation der aufsteigenden Wasserdämpfe wird eine Ausbreitung der cyklonischen Bewegung in höhere Luftschichten befördert. Zuletzt ergreift sie Luftmassen, die so hoch liegen, dass sie vom westlichen Trift beherrscht sind. Dieser Trift strebt die Cyklone gegen Osten zu verschieben. Unten ist das Solenoidensystem durch den Aufstieg der ungesättigten Luft abgeschwächt und die stärkste Bewegung findet in dem Kondensationsgebiet statt, das zwischen 1000 und 3000 m Höhe

liegt. Zu diesem Resultat trägt auch die grosse Reibung der Luft an der Erdoberfläche bei. Zufolge der Schwächung der Cyklone in dem unteren Teil bekommt der obere Trift das Übergewicht über das schwache untere. Solenoidensystem und die Cyklone verschiebt sich gegen Osten. Sie hat aber nur dann eine längere Lebensdauer, wenn die längs der Erdoberfläche einströmenden Luftmassen stark feucht sind (vgl. S. 728).

Der horizontale Querschnitt der Cyklone, in welchem die cyklonale Bewegung am heftigsten ist, steigt immer mehr in die Höhe. Auch in dem Kondensationsgebiet ist, wie unten gezeigt wird, die Reibung sehr bedeutend, während sie nach oben stark abnimmt. Bei den deutschen wissenschaftlichen Ballonfahrten hat man nur den kalten unteren Teil der Cyklone, in welchem noch nicht die maximale Drehungsgeschwindigkeit erreicht ist, beobachtet, obgleich man bis zu Höhen von 6000 m gestiegen ist. Der obere warme Teil der Cyklone entzog sich gänzlich der Beobachtung.

Ganz anders verhält es sich mit einigen amerikanischen, von Helm Clayton beobachteten Cyklonen, bei welchen die drehende Bewegung schon in 3000 bis 4000 m Höhe auf Null gesunken war. Cyklonen, die dem in Amerika gewöhnlichsten Typus anzuhören scheinen, hatten ihre Fläche der grössten cyklonischen Bewegung in etwa 1000 m Höhe. Sie sind nach allem als einem früheren Entwicklungsstadium als die europäischen angehörig zu betrachten.

Als Beispiel, wie die Temperaturverhältnisse in einer solchen Cyklone sich ausnehmen, mögen folgende Daten der Cyklone zu Blue Hill am 21.—24. Sept. 1898 angeführt werden.

Temperaturbeobachtungen zu Blue Hill, 21.—24. Sept. 1898.

	21. Sept.	22. Sept.	23. Sept.	24. Sept.
	Anticyklone		Cyklone	
	Centrum	Aussen-Rand	Centrum	Aussen-Rand
0	16,2	19,2	22,8	9,4
500	11,7	14,7	19,2	6,1
1000	6,7	15,8	18,4	4,8
1500	7,0	15,3	16,4	7,8
2000	5,6	12,5	12,5	9,4
2500		9,4	10,6	
3000		7,0	7,2	
3400			4,4	

Nach diesen Betrachtungen gewinnt das Studium der Cyklonen ein erhöhtes Interesse; besonders grosses Interesse beansprucht die Lage der Schicht von maximaler cyklonischer Drehung und die Temperaturverteilung in ihrer Umgebung.

In der Auflösungszeit der Cyklone vermindert sich die Bewegungsenergie immer mehr, wobei sie in Wärme übergeht. Die Entwicklung ist also die entgegengesetzte wie im Anfangsstadium.

Wenn wir uns zwei horizontale Ströme denken, die in entgegengesetzten Richtungen parallel und neben einander fliessen, wie Fig. 229 darstellt, so sinkt zwischen ihnen die obere Luft hinunter und erwärmt sich die untere dagegen steigt unter Abkühlung hinauf (vgl. Fig. 228). Die Bewegung der Luftströme giebt zu einer cyklonischen Drehung Anlass. Diese Cyklonen haben unten kaltes, oben warmes Centrum.

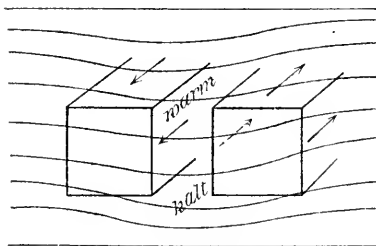


Fig. 229.

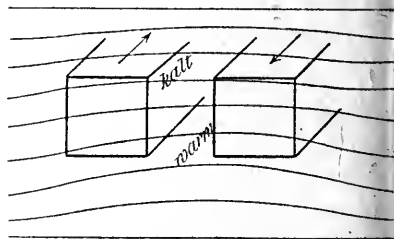


Fig. 230.

Wenn die Ströme dagegen wie in Fig. 230 fliessen, so wird die höhere Luft zwischen ihnen hinaufgepresst, die untere hinunter getrieben. Die Verschiebungsrichtung giebt zu einer anticyklonischen Bewegung Anlass, welche den gewöhnlichen entsprechend oben kalt, unten warm ist. Die Anticyklonen des Sommers dürften in unseren Breiten auf diese Weise entstehen.

In diesen beiden Fällen wird Bewegungsenergie in Wärme umgesetzt. Durch Zufuhr äusserer Wärme durch Kondensation kann die Aufzehrung der Bewegungsenergie beträchtlich verzögert werden, die Cyklone also sich erhalten. Bei starker Sonnenstrahlung oder wenn eine kalte Luftschicht über einer wärmeren hinströmt, kann es vorkommen, dass die Temperatur nach oben schneller als um  $1^{\circ}\text{C}$ . pro 100 m (wie bei adiabatischer Ausdehnung) abnimmt. Die Abnahme braucht jedoch nicht so gross zu sein ( $3,3^{\circ}$  pro 100 m, vgl. S. 573), dass die Luft umkippt. Ein paar schwache Windstösse, welche wie in

Fig. 229 gerichtet sind, können einen kleinen cyklonischen Wirbel hervorrufen. Die warme Luft wird unten aufgesaugt, sie bleibt immer wärmer wie die Umgebung, so hoch wie sie auch steigen mag. Es entsteht ein kräftiges Solenoidensystem, das eine heftige Umwälzung in der Luft hervorbringt (vgl. S. 709).

Auf diese Weise können Gewitter, Hagelwetter und Tromben entstehen. Die riesige Umdrehungsgeschwindigkeit, die nicht von der Erdrotation in kurzer Zeit hervorgebracht sein kann, bei diesen letzten Wirbeln sowie der Umstand, dass mehrere Hagelwetter nacheinander dieselbe Bahn einschlagen, deuten an, dass in diesem Falle heftige entgegengesetzt gerichtete Luftströme aneinander vorbeiziehen und in ihrer Grenzfläche die Hagelwetter bezw. Tromben entstehen.

Die grosse atmosphärische Cirkulation. Wir betrachten erst den einfachen Grenzfall, dass die Luftbewegung keine merkliche Reibung erleidet. Es gilt dann die Gleichung:

$$A = 2w \frac{dO}{dt},$$

d. h. geschlossene  $s$ -Kurven, welche keine Solenoide umschliessen ( $A=0$ ), schliessen eine Oberfläche ein, deren Projektion auf der Äquatorialebene konstant bleibt ( $dO/dt=0$ ).

Die Luft bewegt sich längs der Solenoide und da diese die Erde umkreisen und in sich selbst zurücklaufen, ungefähr wie die Breitenkreise, so findet kein Luftaustausch zwischen Pol und Äquator statt.

Nehmen wir nun weiter an, dass:

$$\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = K$$

von der Höhe unabhängig ist, so wächst die Zahl  $A$  der Solenoide zwischen zwei Vertikalen in derselben Meridianebene der Höhe proportional.  $dO/dt$  muss dann auch in demselben Verhältnis zunehmen, d. h. die Geschwindigkeit der Luftbewegung nimmt proportional der Höhe zu. Wenn man die Anzahl der Solenoide bis zu 1000 m Höhe kennt, ist es leicht, die Geschwindigkeit der Luft in 1000 m Höhe auf einem bestimmten Breitengrade zu berechnen. Folgende kleine Tabelle giebt diese Geschwindigkeit in Metern pro Sek.

N. Br.	90	80	70	60	50	40	30	20	20	30	40	50	60° s. Br.
Winter.	1,0	1,7	2,6	2,4	3,9	3,9	3,8			2,2	2,6	2,5	1,9
Sommer	0,4	1,2	1,7	1,1	1,7	1,6	0,7			3,3	2,2	1,9	1,7
Jahr . .	0,7	1,5	2,2	1,8	2,6	2,5	2,9			2,6	2,6	2,1	1,6

Um die Geschwindigkeit in der Höhe  $k$ , ausgedrückt in km, zu erhalten, braucht man nur die Zahlen der Tabelle mit  $k$  zu multiplizieren.

In der Nähe des Äquators ist die Geschwindigkeit sehr gering, die Erddrehung hat sehr geringen Einfluss. Die Luft bewegt sich dort, wie wenn die Erde still stände. Sie steigt am Äquator in die Höhe, fließt polwärts, sinkt hinunter und kehrt längs der Erdoberfläche zurück.

Dies alles gilt, wenn die Reibung in der Luft vernachlässigt werden kann. Dies ist nun nicht der Fall. Wenn man die virtuelle Temperatur und die Reibung in verschiedenen Höhen kennt, so kann man leicht die Geschwindigkeit der stationären Luftbewegung berechnen.

Der umgehrte Weg, die Reibung aus den Geschwindigkeiten zu berechnen, ist der ausgiebigere, denn diese sind mehr der Beobachtung zugänglich. Wir haben dabei von der Formel:

$$2w \frac{dO}{dt} = A - RC$$

auszugehen. Betrachten wir jetzt zwei Luftschichten, die um 1 km von einander entfernt sind, so ist  $A$  immer gleich (bei konstanter Lage von  $a$  und  $b$ ). Die Differenz der Geschwindigkeit in den beiden Luftschichten, welche  $dO/dt$  proportional ist, würde bei konstantem  $R$  in allen Höhen

gleich sein, d. h. die Windgeschwindigkeit würde der Höhe proportional wachsen wie die gestrichelte Linie  $OD$  in Fig. 231. Die gewöhnliche Ansicht ist, dass die Reibung unten am Boden am grössten ist und von da ab kontinuierlich nach oben abnimmt, um sich allmählich einem Grenzwert anzunähern. Falls dies zuträfe, so müsste die Windgeschwindigkeit anfangs langsamer und dann geschwinder mit der Höhe wachsen, ungefähr wie die Kurve  $OE$  andeutet.

Nun zeigt aber die Erfahrung, dass die Windgeschwindigkeit einem ganz anderen Gesetz folgt (vgl. S. 650 und 674).

Erst nimmt sie sehr stark mit der Höhe

zu, wie das Kurvenstück  $OA$  anzeigt, dann aber in dem Kondensationsgebiet 1000 — 3000 m sehr langsam, dem wenig geneigten Kurvenstück  $AB$

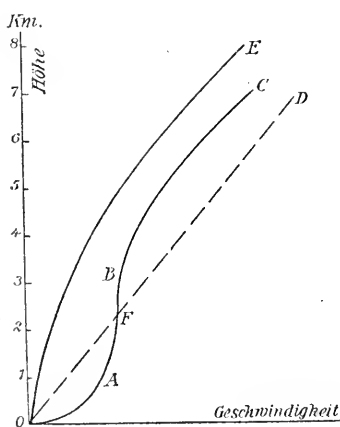


Fig. 231.

entsprechend und schliesslich wächst sie wiederum stärker mit der Höhe, ungefähr wie das Stück  $BC$  angiebt.

Die Reibung muss demnach in den Höhen zwischen  $A$  und  $B$  (1000—3000 m) als sehr gross angenommen werden. Dies beruht darauf, dass in diesen Höhen zufolge der Kondensation die Temperaturabnahme einer aufsteigenden Luftmasse ungefähr der normalen Temperaturabnahme mit der Höhe gleich kommt. Daher enthält diese Schicht eine grosse Zahl aufsteigender Luftströme (und gleich viele absteigende), welche ihre Geschwindigkeiten ausgleichen. Sie beschleunigen die Luftströmungen bei  $A$  ebensoviel wie sie diejenige bei  $B$  zurückhalten. Deshalb scheint die Reibung in der Nähe der Erdoberfläche (dem Kurvenstück  $OA$  entsprechend) ausserordentlich viel geringer als sonst zu erwarten wäre. Es ist gewissermaassen die Solenoïdenzahl bis zur Höhe von  $F$ , welche auf die Geschwindigkeit der unteren Schicht bis zur Höhe von  $A$  beschleunigend wirkt.

Kehren wir jetzt zur grossen atmosphärischen Cirkulation zurück und betrachten wir erst die Verhältnisse in höheren Breiten. Wir verfahren so, dass wir  $s$ -Kurven bilden, die aus zwei festen vertikalen Linien (in den Punkten  $a$  und  $b$  derselben Meridianebene und Isobaren in den Punkten  $O$  und  $A$ ,  $A$  und  $B$ ,  $B$  und  $C$ ) bestehen.

Für die unterste  $s$ -Kurve ist die Anzahl der Solenoïde viel geringer als der Bewegung  $dO/dt$  entspricht. Es herrscht also die von der Erddrehung bestimmte Windrichtung gegen den Äquator in der Höhe  $A$ , gegen den Pol an der Erdoberfläche bei  $O$ . Wie wir oben gesehen haben, ergibt auch die Erfahrung, dass die unteren Luftströme eine gegen den Pol, die oberen dagegen eine gegen den Äquator gerichtete Komponente besitzen (vgl. S. 688—689).

Die mittlere  $s$ -Kurve, in welcher die Solenoïde stark zunehmen, entspricht einer Bewegung in derselben Richtung, wie wenn keine Erddrehung stattfände. Unten herrscht eine gegen den Äquator gehende Strömung, oben eine gegen Norden gerichtete Komponente. Dies stimmt auch vollkommen mit der Erfahrung überein.

In der höchsten  $s$ -Kurve ist die Reibung so gering, dass nahezu dieselben Verhältnisse obwalten wie für reibungslose Bewegung.  $A$  und  $2wdO/dt$  sind untereinander gleich, die Bewegung verläuft parallel den Solenoïden, d. h. in nahezu west-östlicher Richtung. In allen Schichten, ausgenommen denjenigen, welche dicht an der Erdoberfläche liegen, überwiegt zufolge der Erddrehung die westliche Komponente die übrigen.

Zwischen dem Äquator und etwa  $35^\circ$  Breite ist der Einfluss der

Erddrehung bedeutend geringer, sodass daselbst die Luftströmungen hauptsächlich von den Solenoiden und der Reibung bestimmt werden.

Die Solenoide bewirken einen Aufstieg am Äquator und ein Heruntersinken an den Rossbreiten. Da die horizontale Ausbreitung der Luft so viel grösser als ihre vertikale Ausdehnung ist, geschieht die Luftströmung im horizontalen Querschnitt, d. h. beim Auf- und Abstieg, ausserordentlich langsam.

Die Luft verharret lange in derselben Höhe und Entfernung vom Äquator, und die Reibung an der Erdoberfläche bringt sie vollends so gut wie zum Stillstand. Es herrscht deshalb in diesen beiden Gegenden Windstille (die Calmen).

Legen wir nun eine *s*-Kurve in den niederen Luftschichten rund um den Äquator, so steigt diese Kurve mit der Luft in die Höhe. Die Kurve erweitert sich dabei, sodass eine nach West gerichtete Bewegung der Luft in den oberen Schichten entsteht.

Man beobachtet in der That eine ost-westliche Strömung in den höheren Schichten am Äquator. So z. B. wurde der Staub von Krakatau mit einer Geschwindigkeit von 30–40 km pro Sek. nach West geführt. Die aufsteigende Bewegung am Äquator würde eine westliche Komponente von etwa 2 m gegeben haben, also nicht genügend für diese grosse Geschwindigkeit. Dieselbe ist nicht anders verständlich als in der Weise, dass nicht nur die Luft vom Boden in die Höhe steigt, sondern auch Luft, die mit dem Passat aus höheren Breiten in grösserer Höhe über dem Boden zum Äquator hingeführt wird. In diesen grossen Höhen herrscht keine merkliche Reibung, die Luft in grösseren Höhen über dem Äquator erhält demzufolge eine starke westliche Komponente.

Legen wir nun in dieser Höhe eine *s*-Kurve, so entfernt sie sich vom Äquator, sie zieht sich dabei immer mehr zusammen, die nach Westen gerichtete Komponente nimmt immer mehr ab, wird auf einer bestimmten Breite (etwa  $10^\circ$ ) Null und geht in höheren Breiten in eine west-östliche über (Gegen-Passat). Die Windrichtung ist deshalb am Äquator östlich, geht dann in süd-östliche und südliche ( $10^\circ$  n. Br.) und zuletzt in süd-westliche über. Auf der südlichen Halbkugel ist Süd gegen Nord zu vertauschen.

Beim Heruntersinken unter den Rossbreiten schwächt sich allmählich die östliche Komponente durch Reibung ab, sodass sie an der Erdoberfläche Null wird (Calme). Dann wandert die Kurve zum Äquator zurück und dehnt sich dabei aus, sodass die Luftströmung eine nach Westen gerichtete Komponente erhält und folglich Nordost-Wind weht (auf der südlichen Halbkugel Südost). Dieser Wind ist der Passat-Wind.

## XII. Einwirkung des Windes auf die feste Erdoberfläche.

Allgemeines. Die nivellierende Thätigkeit der Luft und des Wassers sind von sehr ungleicher Bedeutung, so dass, wo beide wirksam sind, die letzte im allgemeinen so stark überwiegt, dass die Spuren der Windwirkung verschwinden. Man hat deshalb die typischen Erscheinungen der Windwirkung hauptsächlich in trockenen Gegenden zu suchen.

Eine Ausnahme in dieser Beziehung machen gewisse Küstengegenden. Der vom Meer wehende Wind verhindert die Vegetation, sich in vertikaler Richtung zu entwickeln. Die Ufer bedecken sich deshalb nur mit einer Grasdecke, welche sich dicht am Boden hält und sich bis dahin erstreckt, wo das Ufer zeitweilig zufolge von Gezeiten oder anderen Wellen von Wasser bedeckt ist. Von dort ab ist das Ufer meist von Meeressand bedeckt. Pflanzen können dort nicht mehr gedeihen.

Auf Inseln von mässiger Ausdehnung macht sich die Wirkung des Windes so stark geltend, dass nur die niedrig wachsenden, am Boden kriechenden Pflanzen noch fortkommen. Dies ist z. B. der Fall auf den Färöer- und den Shetlands-Inseln. Nur in Felsenklüften können Sträucher sich entwickeln. Ähnliche Verhältnisse sind an den meisten kleinen Inseln längs der Küsten zu finden. An der Küste von Schottland sieht man häufig Gärten, die von dichten Mauern umgeben sind. In der Höhe der Mauer sind die Gartenbäume wie mit einer Scheere von dem Wind abgeschnitten. Im Gebirge sieht man durch eine ähnliche Wirkung des Windes die Bäume in kriechendes Gesträuch verwandelt und den Pflanzen einen niedergedrückten Habitus aufgezwungen.

Die heftigen Winde beschränken ihre schädliche Wirkung nicht darauf, dass sie den Höhenwuchs der Bäume verhindern, sondern sie schleppen auch alle lockeren Erdablagerungen weg. Hohe Felsen sind

meistens von ihren Verwitterungsprodukten entblösst. Auch wo früher Wälder standen und vom Menschen abgeholzt worden sind, wachsen sie jetzt nicht wieder, weil der lockere Erdboden fehlt.

Bekannte Beispiele dafür sind Island, das bei der Ansiedelung durch Norweger hohen Wald besass — in Island ist vielleicht nebenbei eine starke Klimaverschlechterung eingetreten (vgl. S. 569) — grosse Teile von Schottland und der Westküste von Schweden, welche früher üppigen Wald trugen. Am meisten haben wohl die Landschaften am gascongnischen Meerbusen und die Karst in Österreich unter der Entholzung gelitten, die im Mittelalter u. a. Bauholz für die französische und venezianische Flotte lieferten. In dem letzterwähnten Fall ist es nicht der Seewind, welcher so verheerend wirkt, sondern der heftige Landwind Bora. Eine ähnliche Wüstenlandschaft, Cran, die „französische Sahara“, in der Provence hat der Mistral hervorgebracht.

Ein grosser Teil dieser Verwüstung rührt von einer schlechten, kurzsichtigen Wirtschaft her und die jetzigen Verwaltungen sind bemüht, die verlorenen Länder dem Wald und der Kultur zurückzuerobern. Dies geschieht nur „Zoll für Zoll“, weil der Anbau nur von schon kultivierten Gegenden aus sich langsam in das Innere der verwüsteten Landschaft ausbreiten kann.

Steppen und Wüsten. Wie gesagt, zeigt sich die Wirkung des Windes in den trocknen Gegenden am stärksten, d. h. im Gebiete der Steppen und der Wüsten. Nach den seltenen, aber häufig sehr ausgiebigen Regengüssen bedecken sich die Steppen und teilweise die Wüsten mit einem Pflanzenwuchs, der nach einer kurzen Vegetationsperiode der Vertrocknung anheimfällt.

Der Unterschied zwischen Steppe und Wüste ist nur graduell und alle Übergangsstufen zwischen diesen beiden und von der Steppe zur Wiese kommen vor. Die Steppe wird als grasbekleidetes Trockengebiet definiert. In unsrem Weltteil gehören die russischen Steppen, die ungarische Puszta und die nördliche Tundra dazu. Die Steppe und die Tundra sind als Vorposten der asiatischen Gebilde von ähnlicher Art anzusehen. In Nord-Amerika gehören die Savannen, in Süd-Amerika die Llanos und Pampas zu derselben Formation. (Dagegen gehören die Heiden Dänemarks und Nordwest-Deutschlands nicht zu den Steppen, die niedrige und verkümmerte Vegetation — Heidekraut — rührt nicht von Mangel an Niederschlag, sondern von Kargheit des Bodens her. Der Wind trägt auch noch dazu bei, den Wuchs von niederem Kraut zu begünstigen.)

Die Steppe ist eine grosse Ebene, auf welcher der Wind Staub absetzt und so die vorhandenen Niveau-Unterschiede allmählich ausgleicht. Die wässerigen Salzlösungen, die nach dem Regen entstehen, finden keinen Abfluss, und daher ist der Steppenboden durch relativ grossen Gehalt an löslichen Salzen gekennzeichnet, die bei grosser Trockenheit „Effloreszenzen, Ausblühungen“ bilden. Auch der Wüstenboden ist aus demselben Grund sehr salzreich.

Die auf der Steppe angesammelten Luftsedimente bilden den sogenannten Löss, der besonders in China und manchen Teilen Central-Asiens

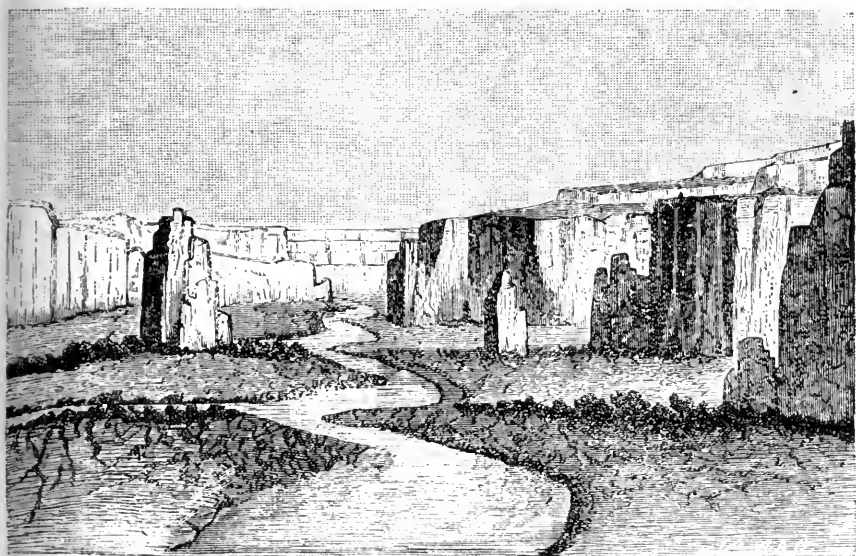


Fig. 232. Chinesische Lösslandschaft.

eine ausserordentliche Entwicklung gefunden hat, und dort von v. Richt-hofen und v. Middendorff untersucht worden ist. Jeder Staubsturm überzieht diese Teile mit einer sehr dünnen Schicht; im Laufe der Zeit haben diese Absätze sandige, kalkhaltige Lager von Thon, die bisweilen bis 700 m Dicke besitzen, gebildet. Dieser Thonboden ist von feinen vertikalen Haarröhrchen durchsetzt, welche eine vertikale Zerklüftung begünstigen. Das hineinsickernde Wasser hat an Stellen, wo es sich unter den lockeren Ablagerungen gesammelt hat, dieselben untergegraben, sodass durch Einstürze Schluchten mit vertikalen Wänden entstanden sind. Die Flussthäler erinnern auf diese Weise an die Cañons,

die aber in einer regenarmen Gegend von oben in das Gestein eingetätzt sind (Fig. 232).

Schichten von härteren Mergelknollen („Lössmännchen“), die in den Luftsedimenten — durch Zusammensinterung unter Vermittelung von Wasser — sich entwickelt haben, veranlassen häufig eine terrassenförmige Ausbildung der Lösswände.

Die europäischen Lössbildungen, die z. B. in dem Rheinthale und in der Donauniederung blossliegen, besitzen bei weitem nicht die Mächtigkeit der asiatischen. Sie zeigen aber immerhin eine Neigung zur Bildung von senkrechten Abstürzen und Hohlwegen.

Der Löss zeigt nicht wie die Wassersedimente eine ausgeprägte Schichtung. Schalen von Land-Schnecken und Knochen von Tieren, die der eigentümlichen Steppen-Fauna angehören, finden sich darin eingebettet. Aus dem Vorkommen solcher Schichten in Europa hat Nehring geschlossen, dass in unserem Weltteil nach Ende der grossen Eiszeit ein trockenes Steppenklima, das von dem jetzigen stark verschieden war, lange Zeit herrschte (vgl. S. 566). In den kälteren Gegenden ging die Steppe in Tundren über. Die Funde aus dieser Zeit — der jüngeren paläolithischen — beweisen, dass Menschen damals in Europa lebten, welche einen nicht unbedeutenden Kulturgrad erreicht hatten.

Wo die Trockenheit gross ist, geht die Steppe in Wüste über. Die grösste Wüste — sie bedeckt beinahe eine so grosse Oberfläche wie Europa — ist die Sahara. Ausserdem befindet sich in Afrika im südlichen Teil die Kalahari-Wüste. An die Sahara schliessen sich die sinaitische und die syrisch-arabische Wüste an. Andere grosse asiatische Wüsten sind das iranische Wüstenplateau und die grosse Gobi-Wüste, in Nordwest-Indien liegt die Tharr-Wüste. Bekannt ist die grosse Wüste, welche das Innere Australiens erfüllt. Die Wüstengebiete Nord-Amerikas — der „Grosse Bassin“ zwischen dem Sierra Nevada und dem Felsengebirge, sowie seine Ausläufer nach Mexiko — haben zum Teil ihren Charakter durch die Kultur verloren. Süd-Amerika schliesst die Atacama-Wüste ein.

Der grösste Teil der Wüsten liegt unter den Rossbreiten, die wegen des herabsteigenden Luftstromes sehr wasserarm und den brennenden Sonnenstrahlen ausgesetzt sind. Wo sie an die Küste hinreichen, wie die Sahara an der Küste des Atlantischen, die Atacama an derjenigen des Stillen Oceans, herrschen kalte Winde, die nur selten etwas Regen abgeben.

Die Sahara, welche wohl als die typische Wüste betrachtet werden

kann, besteht hauptsächlich aus zwei verschiedenen Gebieten, der Stein-Wüste und der libyschen Sand-Wüste. In der Stein-Wüste erheben sich Gipfel bis zu 2500 m Höhe. Sie besteht aus grossen Ebenen, die von sogenannten Zeugen oder Inselbergen umgeben sind, welche den Übergang zu einer niedrigeren Terrasse bilden, die wiederum von neuen Inselbergen umgeben sein kann.

Die starke Hitze am Tag, welche mit einer heftigen Abkühlung in der Nacht — noch im Mai kommen Fröste vor — abwechselt, zerklüftet das Gestein an der Oberfläche und giebt zur Bildung von Sand

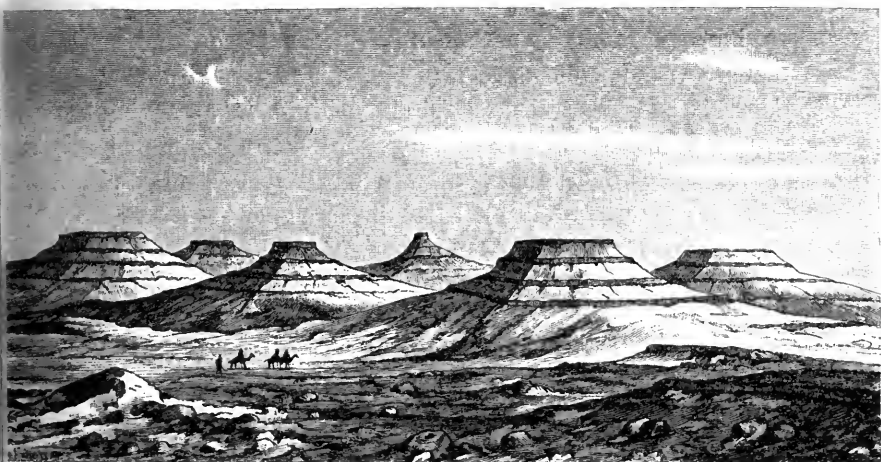


Fig. 233. Inselberge in der Sahara.

Anlass. Der Wind führt diesen Sand mit und an den Abhängen der Felsen, welche aus abwechselnden härteren und weicheren Schichten bestehen, schneidet er in den weicheren Teilen Hohlkehlen aus, bis die obenliegenden härteren Schichten abbröckeln. Auf diese Weise entstehen amphitheatralische Einschnitte in die Felsenwand, welche sich dann bei weiterer Abtragung vereinigen können und so zur Bildung von Inselbergen (Fig. 233) Anlass geben. Die horizontale Fläche der Terrassen besteht aus einer härteren Schicht, welche der Wirkung der Sonne und des Sandgebläses relativ grossen Widerstand bietet.

In dem Hochgebirge fällt stellenweise reichlich Regen, sogar Schnee liegt in den höchsten Teilen hie und da drei Monate im Jahr. Wenn das Wasser hinunterfliesst, versickert es bald in dem trockenen und rissigen Boden.

Thäler im Gebirge beherbergen teilweise eine reiche Vegetation und die Bäche und Seen, die sich dort finden.

Die Sandwüste ist von Dünen erfüllt, die auf der einen Seite, der Luvseite sanft, auf der anderen, der Leeseite, steil abfallen. Ihre Lage ändert sich nur langsam und die Araber bezeichnen sie mit Eigennamen. Sie liegen wie lange Kämme von 70—80 km Länge und 1 bis 2 km Breite. Ihre Höhe beträgt meist etwa 30 m; ausnahmsweise trifft man solche von 100 m Höhe und mehr an.

Bei Stürmen wirbelt der lockere Sand in der Luft auf, die Konturen der Dünen verschwinden und ein alles durchdringendes Sandgebläse entsteht. Harte Steine, die dem Sandstrom ausgesetzt sind spalten ihn und erhalten auf diese Weise zwei (oder mehrere) glattgeschliffene Wände, die zuletzt einander begegnen und dann das charakteristische „Facettengeschiebe“ geben. (Solche „Dreikanter“ kommen auch im norddeutschen Flugsandgebiet vor.) Steine, die aus verschiedenen harten Schichten zusammengesetzt sind, werden vom Sandgebläse zerfasert und zerfallen zuletzt. Solche Faserungen treten deutlich an dem Sphinx von Djiseh hervor.

In der Sahara kommen stellenweise Trockenthäler oder sogenannte Wadis vor. Man glaubt, dass es alte, vom Wasser ausmodellerte versandete Thäler sind. Das Wasser aus der Umgebung fließt hinein und versickert dann im Sande. Beim Bohren von Brunnen trifft man in geringer Tiefe auf Wasser und diese Thäler sind es, wo die Franzosen grossen Erfolg mit ihren artesischen Brunnen gehabt haben.

Vieles deutet darauf hin, dass das Klima der Sahara in sehr später, sogar in historischer Zeit, viel besser (regenreicher) gewesen ist wie jetzt; mit anderen Worten, eine beständige Verschlechterung desselben scheint in jüngster Zeit stattgefunden zu haben. Jedenfalls findet man Spuren von alter Kultur an Stellen, die jetzt unbewohnbar sind.

Dünen und ihre Wanderung. Die Art und Weise, wie die Dünen entstehen, ist sehr leicht zu verstehen. Der Sand der Küste wird vom Wind ins Land hinaufgetrieben. Wäre das Land ganz eben, so würde sich der aufgetriebene Sand gleichmässig darüber verteilen. Findet er aber ein Hindernis, wie einen in den Boden eingeschlagenen Pfahl, so wird der Wind vor und hinter dem Pfahl *PP* (Fig. 234) geschwächt und lässt dort einen Teil des mitgeschleppten Sandes fallen. Vor dem Stab entstehen Wirbel, und eine Vertiefung bildet sich. Hinter dem Stab setzt sich der Sand mehr gleichmässig ab.

Zuletzt bedeckt der Sand den ganzen Pfahl, wie bei  $P'P'$ , das einen früher eingeschlagenen Pfahl bezeichnen mag. Die so entstandene Düne ist hügelförmig; durch Eintreiben von mehreren Pfählen in einer Reihe kann man rückenförmige Dünen erhalten. Ihre Böschung ist auf der Luvseite viel weniger steil als auf der Leeseite. Da der Wind zu verschiedenen Zeiten verschieden stark ist, können ungleiche Schichten von mehr oder weniger feinem Korn vorkommen, wie in der Figur bei  $A$ .

Die Dünenbildung geht genau so vor sich wie die Schneeanhäufung durch den Wind, man hat daher reichliche Gelegenheit, diese Erscheinung zu studieren.

Die Dünen folgen einander in bestimmten Entfernungen, wie in der Sahara. In Gegenden, wo die Dünen sich nur über eine mässige Breite der

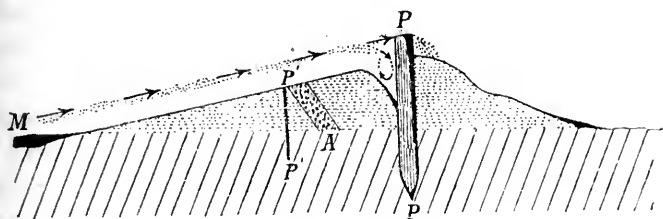


Fig. 234. Bildung von Dünen.

Küste erstrecken, z. B. in Holland, wo diese Breite zwischen 400 und 1000 m wechselt, kommen nur wenige Dünenkämme vor. In den Gegenden, wo der Passatwind herrscht, erreichen sie bisweilen bedeutende Höhen, so an der madagassischen und tunesischen Küste 140 m und mehr. An der spanischen und der gasconischen Küste können sie 90, an der holländischen 60, an der jütländischen 30 und auf der Kurischen Nehrung 70 m Höhe erreichen.

Die gewöhnliche Form der Düne ist die eines langgestreckten Hügels. Diese Form kommt in Europa und in der Sahara allgemein vor. Daneben giebt es rundliche und sichelförmige Dünen, die letzten sollen in Turkestan die Regel sein.

Die Dünen wandern ins Land hinein. Dabei können sie sehr grossen Schaden anrichten, indem sie bebauten Boden, Waldungen und Wohnungen mit Sand bedecken. Nach dem Vorüberziehen des Sandhügels kommen die Bäume als schwarze, morsche Skelette, die Wohnungen als Ruinen wieder zum Vorschein. Auf der Kurischen Nehrung ist die

Wanderungsgeschwindigkeit auf 6 bis 9 m pro Jahr geschätzt worden. So müssen beim Nahen der Düne Dörfer verlassen und an anderer Stellen aufgebaut werden. Im Jahre 1757 wurde die Kirche zu Rantum auf Sylt abgebrochen, weil die Düne sie erreichte. 35 Jahre später war die Düne darübergewandert, die Ruinen der Kirche lagen frei am Ufer. Sie wurden bald vom Meer weggespült, das im Jahre 1841 210 m weiter ins Land eingedrungen war und über den Ruinen der alten Kirche eine Tiefe von 3,6 m besass. Die zweite Kirche von Rantum war damals auch schon längst unter der Düne verschwunden.

**Staubfälle.** Bisweilen führt der Wind grosse Mengen von Staub mit, welcher sich allmählich absetzt. Sehr häufig ist dieser Staub vulkanischen Ursprungs. Die bekanntesten Fälle sind die Aschenregen, die den Ausbruch des Coseguina in Central-Amerika 1835 und den des Krakatau 1883 begleiteten. Die Asche fiel damals in Entfernungen von 1400 bezw. 4500 km von der Ausbruchsstelle nieder. Ein anderer solcher Fall trat im März 1875 ein, als Bimsteinstaub aus Island etwa 2000 km entfernt, in Stockholm niederfiel.

Aber auch gewöhnlicher Staub, welcher von der Erdoberfläche aufgewirbelt ist, kann vom Winde sehr weite Strecken getragen werden. Der merkwürdigste Fall dieser Art ist der grosse Staubfall über Europa am 9.—12. März 1901, welcher von Hellmann and Meinardas genau untersucht wurde. Das Feld, auf dem der Staub niederfiel, erstreckte sich von dem südlichen verwüsteten Teil der Algerei bis zu den dänischen Inseln, eine Strecke von etwa 2800 km mit einer Breite von etwa 800 km. Der Staub fiel in Algier und Tunis bei stürmischem trocknen Wetter, in Italien ausserdem mit Regen. In nördlicheren Gegenden war der Staubfall mit Niederschlag verbunden.

Die Staubkörner erwiesen sich als Wüstensand aus Quarz, Glimmer, Feldspath, Kalkspath und eisenhaltigen Mineralien. Keine vulkanischen Bestandteile waren darin aufzufinden, sondern der Staub als Löss zu bezeichnen. An einigen Stellen fiel der Staub zufolge von Stauungen reichlicher nieder als in der Umgebung, so auf der Südseite der Ostalpen und in Holstein. An anderen Stellen zeigte das Staubfeld Lücken, wie in grossen Teilen Süddeutschlands.

Dass der Staub aus der afrikanischen Wüste stammte, geht mit Deutlichkeit aus der Zeit seines Auftretens hervor. Am Vormittag des 9. März füllte dichter Wüstenstaub die Luft zu Biskra. Am Abend des 9. März trat ein trockner Scirocco mit heftigem, rotgelbe Wolken mitführendem Südostwind in Tunis auf. Am folgenden Tag fiel dort dichter

Staub, welcher die Sonne vollkommen verfinsterte, bis zu einer Tiefe von 0,5 mm. Ähnlich waren die Erscheinungen auf der Südküste Siciliens, wo (in Catania) der staubgemengte Regen am 10. um 9 Uhr V.M. anfang. Derselbe hatte sich gegen den Mittag bis nach Neapel, um 4 Uhr N.M. bis Rom und um 11 Uhr Nachts bis Livorno und Fiume verbreitet. In den Alpenländern fiel der Staub bei Regen, Schnee oder Hagel unter heftigem Gewitter in der Nacht vom 10.—11. März, in den nördlichsten Teilen erst am Morgen des 11. An diesem Tage verbreitete sich der Staubreigen bis Schemnitz in Ungarn um 12 Uhr, er erreichte den Thüringer Wald um 7—8 Uhr V.M., Potsdam um 10 Uhr V.M., Mecklenburg-Strelitz um 11—12 Uhr V.M., die Ostseeküste um 2—3 Uhr N.M.; in Bremen und Hamburg fiel am Spätabend und in der Nacht rötlicher Schnee. Die mittlere Geschwindigkeit der Verschiebung betrug etwa 50 km pro Stunde.

Die mittlere Grösse der Staubkörner wurde auf 0,02 mm geschätzt, sie wechselte zwischen 0,001 und 0,08 mm. Der Staubfall pro m<sup>2</sup> wurde in Taormina (Sicilien) auf 2,1, in Livorno auf 4,5, in Görz auf 11,2, im westlichen Kärnthen auf 8, in Klagenfurt auf 1,5, in Schemnitz auf 1,9, in Hamburg auf 1,7 und in Lütjenburg (Holstein) auf 4,2 g geschätzt. Die ganze niedergefallene Staubmenge wird auf etwa 4 Millionen Meter-tonnen geschätzt.

### XIII. Die Gewitter.

Elektrische Natur der Gewittererscheinungen. Die grossartigen Phänomene, welche sich bei den Gewittern entfalten, üben eine mächtige Wirkung auf Menschen und Tiere aus. Schon in den ältesten historischen Zeiten suchte man deshalb nach Erklärungen für das Zustandekommen des Blitzes und des Donners. Bis vor etwa 150 Jahren herrschte die Ansicht, dass dieselben von der Explosion fetter oder schwefelhaltiger Dünste in der Luft herrührten.

Sobald etwas grössere elektrische Maschinen konstruiert wurden und man lange elektrische Funken zu beobachten Gelegenheit hatte, war die Ähnlichkeit des Blitzes mit dem elektrischen Funken aufgefallen. Schon Wall (1698) hat diese Ähnlichkeit hervorgehoben und nach ihm andere, darunter Winkler (1746) mit grosser Ausführlichkeit und Bestimmtheit. Wall zog einen Funken aus geriebenem Bernstein und verglich das Knistern dabei mit dem Donner, den Funken selbst mit dem Blitz. Franklin schlug bald danach einen Versuch vor, mit Hilfe von in grosser Höhe angebrachten Spitzen die Elektrizität der Gewitterwolken aufzufangen (1749). Dieser Versuch wurde von Dalibard in der Nähe von Paris und einen Monat später von Franklin selbst bei Philadelphia ausgeführt. Er benutzte dabei Drachen, die mit Spitzen versehen waren. Die Elektrizität wurde durch die Schnur des Drachens zum Beobachter geführt, welcher Funken aus einem am Schnur angehängten Metallgegenstand (einem Thürschlüssel) zog. De-Romas erhielt auf diese Weise Funken von 3—4 m Länge und 3 cm Dicke, die heftige Licht- und Schall-Erscheinungen hervorriefen. Diese Versuche, welche die ganze Aufmerksamkeit der gebildeten Welt auf sich zogen, wurden jedoch wegen der grossen damit verbundenen Gefahr nicht oft wiederholt. Der Petersburger Physiker Richmann wurde von dem elektrischen Funken bei einem solchen Versuch getötet.

Nachdem in jüngster Zeit den oscillierenden Entladungen immer mehr Aufmerksamkeit geschenkt wurde, ist man zu der Ansicht gelangt, dass die Blitze wie die gewöhnlichen Funken einer Elektrisiermaschine oscillierenden Entladungen zuzuschreiben sind. Besonders haben die Untersuchungen von Oliver Lodge zu diesem Schluss geführt.

Verschiedene Arten von Blitzen. Arago, der die Gewittererscheinungen sehr eingehend beschrieb, hat folgende vier Arten von Blitzen aufgestellt: Linienblitze, Flächenblitze, Perlenschnurblitze und Kugelblitze. Sogenanntes Wetterleuchten rührt von Blitzen her, die so weit entfernt sind, dass der Donner nicht gehört wird. Es kommt nur in der Nacht vor und wird deshalb in der Gewitterstatistik nicht unter den gewöhnlichen Gewittern aufgeführt.

Die Linienblitze sind die gewöhnlichsten. In älteren Abbildungen werden sie als zickzackförmig dargestellt. In neuerer Zeit hat man viele Photographien dieser Blitze aufgenommen. Diese Photographien zeigen gewöhnlich einen stark verästelten krummlinigen Verlauf des Blitzes, welcher mit einem Baum oder einem Strom vergleichbar ist. Die Verästelungen sind bei Entladungen zur Erde gewöhnlich von dem Punkte, wo sie in der Luft sich verzweigen, nach unten gerichtet. Ebenso haben die Verästelungen bei einem gewöhnlichen Funken einer Elektrisiermaschine eine bestimmte Richtung, nämlich von dem positiven zum negativen Pol hin. Die Verästelungen der Linienblitze scheinen demnach darauf hinzudeuten, dass in den meisten Fällen die Gewitterwolken, deren Blitze die Erde treffen, positiv gegen sie geladen sind.

Die Photographien zeigen häufig mehrere einander parallele Bahnen des Funkens. Man ist darüber einig, dass dieselben den verschiedenen oscillierenden Entladungen entsprechen. Wenn die Spannung genügend gross geworden ist, um die zwischen den beiden Wolken oder der Wolke und der Erde liegende Luftschicht durchzuschlagen, so bildet sich ein Funkenkanal, durch den schon eine schwächere Spannung sich auszugleichen vermag. Die späteren Entladungen folgen deshalb recht getreu der alten Entladungslinie. Kayser, der zuerst einen mehrfachen Blitz mit feststehender Kamera photographierte, erklärt diese Erscheinung so, dass in der Zwischenzeit zwischen den verschiedenen Entladungen der Funkenkanal sich mit dem Wind verschoben hatte. Man hat sogar künstlich diese Verschiebungen auf die Weise hervorgerufen, dass man die Kamera während der Aufnahme langsam bewegte. Auf diese Weise hat Precht eine fünffache Entladung photographiert (Fig. 235). Er schätzte die Zeit der Bewegung der Kamera

auf 1,2 Sek., wonach die Dauer einer einzelnen Oscillation 0,3 Sek. betragen würde. Diese Oscillationszeit ist wohl bedeutend grösser als diejenigen, mit welchen wir durch physikalische Versuche bekannt sind. Es liegt aber nichts unmögliches darin, Oscillationen von so langer Dauer für die Blitze anzunehmen. Eine lange Dauer kommt besonders den Blitzen zu, welche durch Entladungen von einer Wolke zu einer anderen zustande kommen. Entladungen von einer Wolke zur Erde sind häufig von sehr kurzer Dauer, sodass (nach Dove) in ihrer Beleuchtung

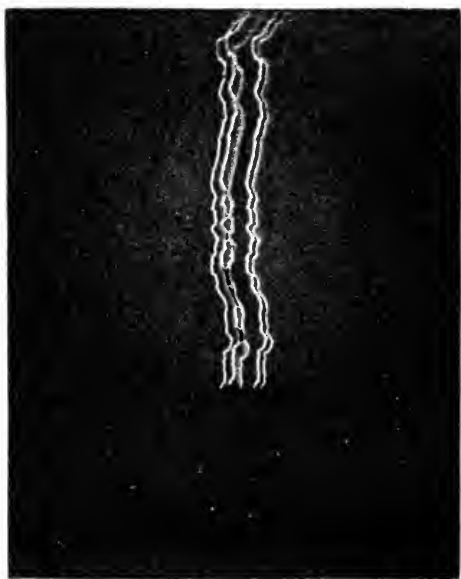


Fig. 235.

Fünffacher Linienblitz nach Precht.

ein schnell gedrehter Kreisel still zu stehen scheint. Einige Blitze gehen auch von den Wolken in den reinen Himmel hinauf. Sie ähneln ganz einem in der Wolke wurzelnden entlaubten Baum.

Das Spektrum der Linienblitze ist von Kundt untersucht worden. Dasselbe ist ein stark ausgeprägtes Linienspektrum, dessen Linien die Anwesenheit von glühendem Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff im Funkenkanal angeben. Pickering hat jüngst das Spektrum des Blitzes photographiert. Von 19 Linien in demselben, die er genau messen konnte, gehörten nur zwei zu Stickstoff und Sauerstoff, drei zu Wasser-

stoff (aus Wasserdampf), elf entsprechen Argon, Krypton und Xenon, eine Neon und eine, die kräftigste, die zufälligerweise mit einer Calcium-Linie zusammenfällt, liegt zwischen einer Linie des Argons und einer des Neons ganz nahe an beiden. Die Farbe der Blitze wird dadurch verständlich. Wie alle intensive Lichtentwickelungen geben sie einen Eindruck von weissem Licht. Häufig zeigen sie einen Stich ins purpurne, wie das Licht bei Entladungen in Stickstoff. Auch andere Farbtöne sind bei den Linienblitzen wahrgenommen, wie blau, gelblich, goldgelb und grün. Nach Elster und Geitel sind die Blitze rötlich

gefärbt, wenn sie von der Erde ausgehen, also die Wolke negativ geladen ist, bläulich dagegen, wenn sie in umgekehrter Richtung verlaufen. Diese Färbung entspricht derjenigen der elektrischen Funken.

Die Linienblitze können ganz beträchtliche Längendimensionen aufweisen. Wenn sie zwischen Wolke und Erde überschlagen, ist ihre Länge von der Höhe der Gewitterwolke bestimmt, und beträgt selten mehr als 2—3 km. In Toulouse hat Petit Blitze beobachtet, die 13 bis 17 km Länge erreichten. Frank hat sogar von Grimming am Enns-thal einen längs der Wolken verlaufenden Blitz beobachtet, dessen Gesamtlänge er zu 49 km berechnete. Vielleicht sind diese langen Blitze aus mehreren kleinen Partialentladungen zusammengesetzt.

Die Flächenblitze bestehen, wie der Name sagt, darin, dass eine grosse Fläche, z. B. von einer Wolke, auf einmal aufleuchtet. Sie können teils nur scheinbar sein, indem eine Wolke von einem entfernten, durch andere Wolken verdeckten Linienblitze erleuchtet wird. Teils können sie auch von schwachen Entladungen herrühren, welche dem Büschellicht bei Elektrisiermaschinen entsprechen. Diese Entladungen geschehen gleichzeitig über einer grossen Wolkenfläche und sind wohl als Folgen von starken elektrischen Störungen in der Nähe der Wolke anzusehen. So sind diese Entladungen nach einem Linienblitze sehr gewöhnlich.



Fig. 236. Perlenschnurblitze nach Riggénbach.

Das Spektrum dieser bläulichweiss oder violett gefärbten Blitze zeigt Banden auf, welche dem Bandenspektrum des Stickstoffs nach Kundts Untersuchungen entsprechen. Sie rühren offenbar von schwachen Partialentladungen zwischen den verschiedenen Teilen der Wolke her.

Die Perlenschnurblitze sind relativ selten. Die Funkenbahn zeigt an verschiedenen Stellen starke Erweiterungen, sodass sie wie eine Perlenschnur erscheint. Fig. 236 zeigt eine Photographie solcher Blitze nach Riggénbach.

Die eigentümlichste Erscheinung auf diesem Gebiet sind die Kugelblitze. Vielfache Versuche von Planté, Lepel, Toepler und Hesehus, sie künstlich nachzuahmen, sind ohne entscheidenden Erfolg geblieben. Hesehus verband den einen Pol einer Wechselstrommaschine von 10000 V. mit einer Wassermasse, den anderen Pol mit einer Kupferplatte 2—4 cm über der Wasseroberfläche. Die Entladung bildete einen Funken, der bisweilen die Form einer Kugel annahm, welche sich leb-

haft bewegte und den Luftströmungen folgte. Derselbe entwickelte braune Dämpfe und teilte sich bisweilen wie die Kugelblitze. Ähnliche Versuche wurden von Planté mit Akkumulatoren, von Lepel und Toepler mit Influenzmaschinen ausgeführt. Ein Kugelblitz wurde von v. Haidinger abgebildet (Fig. 237).

Als typisches Beispiel möge ein Kugelblitz angeführt werden, der in der Nähe von Upsala am 2. Juli 1883 durch ein Haus ging, worüber gleich nachher Bericht aufgenommen wurde. Er stieg während eines Gewitters schräg vom Himmel ungefähr in der herrschenden Windrichtung nieder und ging dann in dem schmalen Riss zwischen dem Fensterpfosten und einem als Ersatz einer Fensterscheibe angenagelten Tuch in ein kleines Haus hinein, wo drei Personen ihn beobachten konnten. Beim Eintritt machte er einen etwa 0,2 cm tiefen, 0,5 bis 1 cm

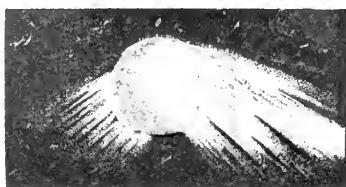


Fig. 237.

Kugelblitz nach v. Haidinger.

breiten Riss quer etwas schräg nach unten im Fensterpfosten. Ferner stürzte er einige Holzgeräte um, die auf dem Fenstertisch aufgestellt waren. Der Blitz war goldgelb und eiförmig, etwa 1 m nach dem längsten Durchmesser. Er folgte dem Zug im Zimmer in einem nach unten konvexen Bogen mit der Geschwindigkeit eines gehenden Mannes, bis er durch einen mit Moos zugestopften, etwa 0,8 cm hohen und

10 cm breiten Spalt hinaustrat, wobei er das Moos herausriss. Die Zeugen, von welchen einer etwa 1 m von der Bahn des Blitzes sass, fühlten keine Wärme, die von dem Blitz berührten Gegenstände, wie der Fensterpfosten und das ausgerissene Moos, zeigten keine Brandmarken. Der Blitz verbreitete auch keinen Geruch. Er war selbstleuchtend, denn seine Farbe wurde beschrieben als diejenige von sonnenbeschienenem Gold. Bald nach seinem Austritt aus dem Haus geschah eine heftige Detonation.

Die Farbe der Kugelblitze, welche von vielen als optische Täuschungen (Nachbilder) angesehen werden, was in diesem wie in mehreren anderen Fällen ausgeschlossen erscheint, wird wechselnd als rot, gelb und purpurn angegeben. Ihre Grösse ist auch verschieden, meist wie diejenige eines Kopfes oder einer Faust, bisweilen sind sie nur eiergross. Der von Haidinger beschriebene Kugelblitz muss dagegen riesige Dimensionen besessen haben. Sie üben starke mechanische Wirkungen aus. Nach Cadenat können sie durch geschlossene Thüre oder Fenster

gehen, wobei sie Löcher durch das Holz bohren oder dasselbe zersplittern und kreisförmige Löcher mit glattem Rand in den Glasscheiben ausschneiden. (18.—19. Aug. 1890 zu St. Claude.) Wenn sie in der Nähe von festen Körpern detonieren, verursachen sie grossen Schaden wie ein gewöhnlicher Blitzschlag, zerreißen, schmelzen Metalle und zünden. Bisweilen senden sie dabei gewöhnliche Blitze aus. An elektrischen Drahtleitungen scheinen sie bei Gewittern nicht selten aufzutreten, meist in Form von kleinen leuchtenden Eiern, die von den Drähten hinunterspringen.

**Der Donner.** Die Blitze sind von einem Donner begleitet, welcher meist in ein langes Rollen mit abwechselndem Auf- und Abswellen übergeht. Wenn der Blitz niederschlägt, giebt er gewöhnlich einen viel schärferen, trockneren Knall, gegen welchen der nachfolgende Donner zurücktritt. Das Rollen des Donners rührt daher, dass die Blitzbahn lang ist und viele Verästelungen hat, sodass der Schall zu recht verschiedenen Zeiten zum Ohr des Beobachters gelangt, teils auch daher, dass der Schall an verschiedenen Gegenständen am Boden oder an Wolken reflektiert wird. Schliesslich können auch mehrere kleinere Entladungen der Hauptentladung vorangehen oder nachfolgen.

Wegen der geringeren Dichte der Luft in höheren Schichten ist der Donner der in diesen Schichten erfolgenden Entladungen weniger kräftig als derjenige von Blitzen, die zur Erde hingehen. Die Hörweite wird auf etwa 16 und höchstens 30 km geschätzt, ist also viel geringer als diejenige von Kanonensalven.

Von der Entfernung der Gewitter macht man sich in der Weise eine Vorstellung, dass man die Zeit in Sekunden zwischen Blitz und Donner durch 3 teilt, wobei die Entfernung in Kilometer herauskommt. Der Schall braucht nämlich im Mittel 3 Sek. zur Zurücklegung eines Kilometers.

Die geringe Hörbarkeit der Gewitter erklärt sich daraus, dass der Schall zufolge von hoher Temperatur an der Erdoberfläche oder vom Winde abgelenkt wird (vgl. unten). Darum ist das Wetterleuchten auch so häufig.

Diese Erklärung gilt aber offenbar nicht, wenn das Gewitter sehr hoch am Himmel oder gar im Zenith steht. Trotzdem kommen in den Tropen häufig und bei uns bisweilen, besonders bei Hagelwetter, Gewitter mit Blitzen in der Nähe des Zeniths vor, welche nicht hörbar sind. Die Entladungen sind dabei vermutlich sehr schwach wie bei Flächenblitzen.

Wirkungen des Blitzes. Die Energie des Blitzes ist ganz bedeutend. Was zunächst das Potential der Wolken gegenüber der Erdoberfläche betrifft, so schwebt man in grosser Ungewissheit über seinen Betrag. Mit elektrisch geladenen Kugeln von 6 cm Durchmesser hat man Versuche angestellt, welche zeigen, dass zur Entstehung eines Funkens von 0,1 cm Länge eine Potentialdifferenz von etwa 4500 Volt nötig ist. Für grössere Längen der Funken wächst die nötige Potentialdifferenz ungefähr der Länge proportional, jedoch etwas langsamer, sodass ein 1 cm langer Funke einer Potentialdifferenz von etwa 29400 Volt entspricht. Die grösste Potentialdifferenz bei solchen Versuchen ist neuerdings von Trowbridge angewendet worden, welcher mit 3 Millionen Volt einen Funken von 2 m Länge erzeugte. Man kann demnach wohl nur behaupten, dass die Potentialdifferenzen, welche zu kilometerlangen Funken Anlass geben, wahrscheinlich hunderte bis tausende von Millionen Volt erreichen. Die Stromstärke des Blitzes ist aus ihrer magnetisierenden Wirkung geschätzt worden. Um diese zu messen, legte Pockels Basaltstäbe in 7,4 cm Entfernung vom Fusse eines Blitzableiters auf die Erde. Nach Blitzschlägen wurden ihre magnetischen Eigenschaften untersucht und mit denen verglichen, die ähnliche Stäbe unter Einwirkung bekannter elektrischer Ströme annehmen. Auf diese Weise erhielt Pockels Werte von 6000 bis 20000 Ampère. Zu ähnlichen Resultaten waren schon früher W. Kohlrausch und L. Weber gekommen, weshalb die Grössenordnung von 10000 Ampère wohl als richtig angesehen werden kann.

Toepler untersuchte Blitzspuren an verschiedenen Gesteinsarten und fand, dass in den meisten Fällen, 59 von 92, die Erde den positiven Pol gebildet hatte. Er erklärt das so, dass am positiven Pol der Funke nicht verästelt ist und deshalb kräftigere Spuren hinterlässt.

Die Wärmewirkungen der Blitze sind wohlbekannt. Sie vermögen starke eiserne Ketten zu schmelzen und teilweise zu verdampfen. So z. B. traf der Blitz am 19. April 1827 den Blitzableiter des Dampfers New York, der oben aus einem 1,1 cm dicken Eisenstab, unten aus einer Kette bestand, deren Ringe aus 0,6 cm dickem Rundeisen verfertigt waren. Das obere Ende des Stabes schmolz in einer Länge von 30 cm und die Kette wurde in feurig-flüssige Kugeln verwandelt, die herumgeschleudert wurden und das Schiff auf etwa 50 Stellen trotz einer dichten schützenden Hageldecke in Brand setzten.

Wenn die Blitze in Sandboden fahren, so schmelzen häufig die Sandkörner zu langen Röhren zusammen, welche Blitzröhren oder

Fulguriten genannt werden. Die Spitzen der Felsen in den Gebirgen sind häufig vom Blitz getroffen und verglast.

Sehr gewöhnlich ist, dass der Blitz gewaltsame mechanische Einwirkungen ausübt. Er durchbohrt, spaltet, zerbricht und schleudert getroffene Nichtleiter herum. In Swinton bei Manchester hob der Blitz eine 26 Tonnen wiegende Mauer von 0,9 m Dicke und 3,3 m Höhe und verschob das eine Ende um 2,7, das andere um 1,2 m, ohne die 7000 Backsteine auseinanderzureissen.

Am schwersten scheinen diejenigen Stellen beschädigt zu werden, wo die Elektrizität aus Nichtleitern in Leiter oder umgekehrt übergeht. Dahin kann man auch rechnen, dass die Spitzen der Blitzableiter am leichtesten vom Blitz geschmolzen werden.

Schlägt der Blitz in einen Baum ein, der nicht allzu gut leitet, so verwandelt er häufig den ganzen Baumstamm in kleine Holzsplitter.

Die Bäume sind in sehr verschiedenem Maass der Blitzgefahr ausgesetzt. Am meisten werden Pappeln, Birnbäume und Eichen getroffen. Eine Pappel kann als Blitzableiter dienen, wenn man eine eiserne Stange am unverzweigten Teil des Stammes entlang führt.

Prohaska schätzte, dass in den niederösterreichischen Waldungen folgende Zahl Bäume vom Blitze getroffen waren:

Eiche	32	Proz.	Birke	1,4	Proz.
Lärche	9,5	„	Föhre	unter 1	Proz.
Tanne	3,8	„	Buche	„ 1	„
Fichte	1,8	„	Erle	„ 1	„

Einige Forscher sind der Ansicht, dass die Blitzgefahr, welcher ein Baum ausgesetzt ist, mit der Tiefe seiner Wurzel wächst. Der Birnbaum hat z. B. tiefere Wurzel als der Apfelbaum und soll deshalb häufiger getroffen werden. Die Höhe dürfte jedoch den grössten Einfluss ausüben.

Der Blitz zündet bisweilen die Bäume an, gewöhnlicher zersplittert er sie oder bricht sie ab, in den meisten Fällen unterhalb der Laubkrone. Der Blitz läuft wie oscillierende Entladungen im allgemeinen der Oberfläche der getroffenen Gegenstände entlang, die Laubmasse und die kleinen Zweige bieten nun dem Blitz eine grosse Oberfläche, auf welcher sich seine Wirkung verteilt und deshalb nicht so heftig ist. Beim Eintritt in den unverzweigten Baumstamm dagegen

konzentriert sich die ganze Gewalt des Blitzes und zerbricht oder zerkleinert ihn, ungefähr wie beim Übergang von einem guten zu einem schlechten Leiter. Wenn dies nicht geschieht, folgt der Blitz gewöhnlich den saftigen Teilen zwischen Rinde und Holz, wodurch die Flüssigkeit verdampft und die Rinde abgeschleudert wird.

Auch die verschiedenen Materialien des Erdbodens werden in verschiedenem Maasse von dem Blitzschlag getroffen, wobei sehr viel von dem Wassergehalt des Bodens abhängt. So ist die Blitzgefahr für gewöhnlichen Thonboden 22, für Sandboden 9, für Töpferthon 7, für Keupermergel 2, wenn sie für Kalkboden gleich 1 gesetzt wird.

Nach von Szalay sind Sumpfboden und lockere alluviale Bildungen dem Blitzschlag mehr ausgesetzt als härtere Bodenarten.

Wenn der Blitz lebende Tiere oder Menschen trifft, werden sie häufig getötet, häufig nur gelähmt oder betäubt. Bisweilen kann man scheinbar Getötete wieder zum Leben erwecken, wenn man ihnen Bewegungen erteilt, welche eine künstliche Atmung hervorrufen. Die Behandlung der vom Blitz oder von starken elektrischen Entladungen Betroffenen ist genau dieselbe wie diejenige von Ertrunkenen.

Ein Mensch oder Tier kann sehr wohl bei Gewittern tödtlich verletzt werden, ohne direkt vom Blitz getroffen zu sein. Wenn ein Blitz in der Nähe überspringt, können so starke Induktionerscheinungen in dem lebenden Körper auftreten, dass er getötet, gelähmt oder betäubt wird. Solche Fälle werden Rückschlag genannt. Metallische Gegenstände, wie Uhren, Uhrketten, Münzen etc., die der vom Blitze Getroffene getragen hatte, sind häufig zerrissen oder geschmolzen, bisweilen, wenn sie dünn sind, verdampft. An den Stellen, wo der Blitz aus dem relativ gut leitenden Körper zur häufig schlechtleitenden Unterlage (Holz, Stein, trockene Erde) übergeht, entstehen oft starke Verwüstungen. Sehr oft werden die Schuhsohlen zerfetzt. Die Zahl der vom Blitze getöteten Personen ist nicht so gering, wie man sich häufig vorstellt. Auf eine Million Menschen kommen pro Jahr folgende Anzahl vom Blitz getötete Personen:

In Steiermark und Kärnten . .	10,6	In Baden . .	3,8
„ Ungarn . . . . .	10	„ Schweden .	3,1
„ den Vereinigten Staaten N.-A.	5	„ Frankreich .	3
„ Sachsen . . . . .	5	„ Belgien . .	2,1
„ Preussen . . . . .	4,4	„ England . .	1
„ Bayern . . . . .	4		

**Blitzschaden an Gebäuden.** Vom Blitz werden auch Gebäude häufig getroffen, besonders solche von grösserer Höhe, welche die niedriger liegenden in der Umgebung gewissermaassen schützen. So werden z. B. Kirchtürme besonders häufig vom Blitz getroffen, der Strassburger Dom wurde, bevor er einen Blitzableiter hatte, jährlich mehrere male vom Blitz getroffen und häufig stark beschädigt; so z. B. erreichten die Schäden bei einem Blitzschlag im Juli 1759 einen Betrag von 100000 Franken. Im Mittel betrug der Schaden 3000 Franken jährlich. Nachdem der Blitzableiter aufgesetzt war, wurden die Blitzschläge seltener und der Schaden sehr stark herabgesetzt.

Der Blitz zündet ein Haus viel leichter (etwa 7—8 mal) an, wenn das Dach aus weichem Material, wie Stroh oder Holzspänen, verfertigt ist, als wenn es hart ist, d. h. aus Ziegel, Schiefer oder Blech besteht.

Die Blitzschläge haben eine stark ausgesprochene tägliche und jährliche Periode wie die Gewitter selbst. 59,5 Proz. aller Blitzschläge fallen in die Zeit zwischen Mittag und 6<sup>h</sup> Nachm. Das Jahresmaximum fällt in den wärmsten Teil des Jahres.

Die Küstengegenden der Nordsee, wo die Gewitter zu anderen Zeiten auftreten, haben auch eine ganz andere Verteilung der Blitzschläge. Es findet sich dort ein Maximum nach Mitternacht und neben dem Hauptmaximum im August (241) treten kleinere Maxima im Mai (133) und im Oktober (144) auf (nach der Statistik für Schleswig-Holstein von Hellmann).

Man hat eine sehr starke Zunahme der Blitzgefahr in den letzten Jahren sowohl in Bayern und Württemberg als auch in Sachsen konstatiert. So hat beispielsweise die Zahl der Schadenblitze auf die Million versicherter Gebäude pro Jahr in Bayern von der Dekade 1841 bis 1850 bis zu der Periode 1891—1897 kontinuierlich von 27,5 auf 186,2 zugenommen. Dies ist ganz sonderbar, da die Zahl der vom Blitz getöteten Personen pro Million Einwohner sich nicht nennenswert geändert hat. Die Statistik für Württemberg zeigt auch die auffallende Thatsache, dass die Anzahl der Brandschäden aus anderen Gründen pro Million versicherter Gebäude in nahezu demselben Verhältnis wie die gemeldeten Schäden durch Blitzschläge zugenommen hat. Es liegt deshalb nahe, mit A. Schmidt anzunehmen, dass die Zunahme nur scheinbar ist und auf eine fleissigere Meldung der Schäden als in früheren Zeiten zurückzuführen ist.

Die aus Schornsteinen aufsteigenden warmen Verbrennungsgase gleichen die elektrischen Spannungen zwischen der Erde und oben-

liegenden Wolken aus, sie vermindern demnach die Blitzgefahr. Nach Hellmann fallen von 1000 Blitzschäden in Deutschland 6,3 auf Kirchen, 8,5 auf Windmühlen, dagegen nur 0,3 auf Schornsteine. In Ungarn sind nach v. Szalay nur solche Schornsteine vom Blitz getroffen worden aus denen kein Rauch aufstieg. In manchen Gegenden soll man auch von Alters her zum Schutz gegen den Blitz bei annahendem Gewitter Feuer in den Herden anzünden.

Auch die vielen Drähte, welche zum telegraphischen oder Fernsprech-Betrieb in und über den Städten ausgespannt sind, schützen gegen den Blitz. Diese Drahtnetze und die vielen rauchenden Schornsteine bewirken, dass über grossen Städten die Blitzschläge relativ selten sind.

**Blitzableiter.** Zur Vermeidung der Unglücksfälle und materiellen Schäden, welche von dem Einschlagen des Blitzes verursacht werden schlug Franklin vor, hohe mit der Erde leitend verbundene, metallene gewöhnlich eiserne Stangen neben und über den Häusern aufzustellen. Diese Stangen, die sogenannten Blitzableiter, müssen oben in eine scharfe Spitze enden, deren Aufgabe es ist, die Ausströmung der Elektrizität in die Luft zu vermitteln. Aus einer feinen Nadelspitze strömt die Elektrizität um so leichter aus, je feiner sie ist und je höher ihr Potential über demjenigen der Umgebung liegt. Um die Schärfe der Blitzableiterspitzen zu erhalten, muss man sie aus einem Material verfertigen, welches von den Gasen der Atmosphäre nicht angegriffen wird. Daher die Vorschrift, dass die Spitze aus Gold oder Platin verfertigt oder vergoldet sein soll.

Je höher die Spitze über das Haus, das sie schützen soll, hinaufragt, um so grösser ist der Unterschied zwischen ihrem Potential und demjenigen der Umgebung, um so leichter strömt sie die Elektrizität aus um so sicherer wirkt sie. Man drückte dies früher so aus, dass der Blitzableiter eine um so grössere Fläche schützt, je höher er liegt und nahm als Regel an, dass ein Gegenstand, dessen Entfernung von der durch die Spitze gelegten Lotlinie geringer ist als ihr doppelter Vertikalabstand von der Spitze, der Blitzgefahr nicht ausgesetzt ist. Mit anderen Worten, die Gegenstände, welche unter einem Conus, dem sog. Schutzconus, von  $120^\circ$  Winkel liegen, dessen Spitze mit derjenigen des Blitzableiters zusammenfällt, sind geschützt. In England nimmt man den Radius des geschützten Kreises nur gleich dem Vertikalabstand an. (Der Winkel des Schutzconus ist dabei nur gleich  $90^\circ$  angenommen.)

Um die Ausströmung der Elektrizität aus dem Blitzableiter zu er-

leichtern, befestigt man häufig am oberen Ende der Blitzableiterstange nicht eine, sondern mehrere Spitzen. Am weitesten in dieser Richtung ist Melsens gegangen, welcher an den Kanten des Daches eine Reihe von eisernen Stangen von unbedeutender Länge anbringt, welche in Bündel von divergierenden, nach oben gerichteten Spitzen endigen. Dieses System wurde sehr gelobt, es wurde am Hotel de Ville in Brüssel mustergiltig ausgeführt, trotzdem wurde dieses Haus durch einen Blitzschlag angezündet und brannte nieder. Der Hauptfehler des Systems liegt vielleicht in den allzu niedrigen Stangen.

Der Blitzableiter hat einen doppelten Zweck, erstens und hauptsächlich durch Ausströmung von Elektrizität die entgegengesetzte Ladung der Wolken zu neutralisieren, zweitens aber, wenn dies nicht gelingt, sondern der Blitz zur Erde schlägt, ihm eine gutleitende Bahn zu bieten, und zu verhindern, dass er den Weg durch andere Gegenstände nimmt. Damit die Stange nicht schmilzt, muss man ihr einen nicht all zu geringen Querschnitt geben; man hat gefunden, dass dieser nicht geringer als  $0,5 \text{ cm}^2$  sein darf, wenn die Stange aus Eisen oder Kupfer besteht. Gewöhnlich verwendet man eiserne Stangen von etwa 2 cm Durchmesser.

Man muss mit peinlicher Sorgfalt verhüten, dass der Blitzableiter irgendwo unterbrochen ist. An solchen Stellen muss nämlich der Blitz einmal von einem guten Leiter zu einem Nichtleiter übergehen, einmal umgekehrt. Daher tritt an solchen Stellen starker Schaden ein, so dass der Blitzableiter mehr schädlich als nützlich wirkt. Ebenso muss die Verbindung zur Erde gut sein. Es wird deshalb gewöhnlich vorgeschrieben, man solle den Blitzableiter bis zu einem Brunnen, oder überhaupt zum Grundwasser führen. Da diese Leitung häufig grosse Kosten verursacht, schlägt Findeisen vor, man solle sich damit begnügen, das untere Ende des Blitzableiters zu verzweigen und die Zweige ein Stück unter den Rasen eiten. Häufig lässt man den Unterteil des Blitzableiters in eine grosse Platte aus Eisen enden, damit der Übergangswiderstand zur Erde nicht zu gross wird. Diese Platte wird gewöhnlich mit Holzkohle umgeben, welche sie gegen Verrostung schützt.

Bei einer heftigen Entladung im Blitzableiter können durch Induktion in Metallmassen, Gasröhren u. s. w., im Inneren des Hauses elektrische Ströme entstehen, welche zu Funken Anlass geben, genau wie in elektrischen Resonatoren. Diese Entladungen können ebenso gefährlich sein wie die Blitze selbst. Es war ein solcher Funken an einer Gasleitung, und die dadurch entstandene Entzündung des Gases, der das Hotel de

Ville in Brüssel zerstörte. Es hilft in solchen Fällen nicht, dass die Gegenstände mit der Erde verbunden sind. Um diesem Übelstand so weit wie möglich vorzubeugen, wird vorgeschrieben, dass man alle grösseren Metallmassen und Rohrleitungen für Wasser, Gas und Spülwasser, ebenso wie Dachrinnen, mit dem Blitzableiter verbindet, wenigstens wenn sie nahe beim Blitzableiter verlaufen. Die Dachrinnen sollen an ihrem unteren Ende mit der Erde verbunden sein, damit da kein Funke überspringt.

Oliver Lodge hat eine grosse Zahl von Versuchen angestellt, welche die Blitzableiterfrage berühren. So z. B. brachte er die inneren Belegungen von zwei Leydnerflaschen in Verbindung mit den Polen einer Influenzmaschine und verband die äusseren Belegungen theils mit einer Funkenstrecke (*B*), theils mit einer metallischen Leitung. Er konnte die Funkenlänge verändern bis die Funken ebenso häufig durch die Funkenstrecke *B*, wie durch die metallische Leitung gingen. Die Grösse dieser „kritischen Distanz“ diente als ein Maass der Schwierigkeit, mit welcher die metallische Verbindung die elektrischen Oscillationen, welche von den Leydnerflaschen ausgingen, abzuleiten vermochte.

Die Leitfähigkeit des Drahtes ist ohne Belang, seine Länge oder richtiger seine Selbstinduktion ist maassgebend. Eisen wirkt etwas besser als Kupfer. Ein Band wirkt besser wie ein Draht von gleicher Länge und Querschnitt, was zu erwarten ist wegen der oscillirenden Entladung. Die kritischen Funkenlängen waren 6,12 bzw. 8,34 cm. Ganz ausserordentlich wurde die Leitung durch einen Stanniolstreifen verschlechtert, der in eine Spirale gewickelt war (wodurch die Selbstinduktion bedeutend erhöht wurde; die kritischen Funkenlängen waren 0,6 bzw. 6,4 cm). Einführung eines Eisendrahtbündels in die Spirale gab keine Veränderung, woraus geschlossen wurde, dass die Magnetisierung des Eisens zu langsam erfolgt, um die Selbstinduktion zu erhöhen. Dies ist von Wichtigkeit für die Brauchbarkeit der Eisenstangen als Blitzableiter.

Gegen Kugelblitze vermögen die Blitzableiter nicht zu schützen. Babinet sprach die Ansicht aus, dass die meisten Schäden in Häusern von Kugelblitzen verursacht werden, eine Ansicht, die wohl stark übertrieben ist.

Elmsfeuer. Bei genügend starkem Potentialfall strömt die Elektrizität aus Spitzen und Unebenheiten aus. An einer gewöhnlichen Elektrisiermaschine ist diese Erscheinung sehr leicht wahrzunehmen.

(Fig. 238 und 239). Die Ausströmung positiver Elektrizität ist durch einen büschelförmigen Funken am Ende der Spitze gekennzeichnet, bestehend aus einem leuchtenden Stiel, ein bis mehrere cm lang, von dessen Ende eine divergierende Garbe von Lichtfäden ausstrahlt. Die negative Entladung ist viel weniger auffallend, sie giebt sich meist nur durch ein winziges punktförmiges Fünkchen kund. Wenn das Potential der Umgebung Null ist, so beginnt die Entladung bei um so niedrigerem Potential, je schärfer die Ausströmungsspitze ist. Für sehr feine Stahlnadeln von 0,35 mm Dicke, deren Spitze einen Krümmungshalbmesser von etwa 0,015 mm besitzt, fängt die Entladung bei positiver Ladung bei 5050 Volt und bei nega-

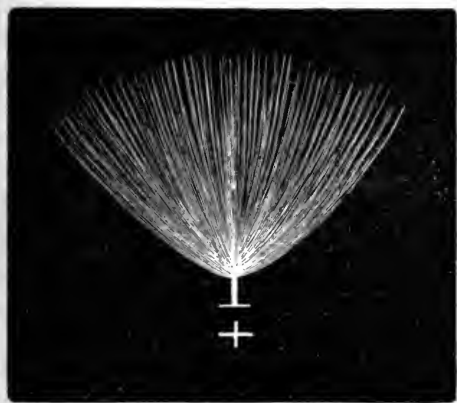


Fig. 238.



Fig. 239.

diver Ladung bei 4450 Volt in Luft von 70 cm Druck an. Die Ausströmung steigt stark mit der Ladung, z. B. für positive Ladung von 0,12 bis 1,2 Millionstel Ampère, während  $E$  von 5800 auf 9500 Volt zunimmt. Bei niedrigem Druck geht die Entladung leichter vor sich als bei hohem, so z. B. ist bei 40 cm Druck das Entladungspotential im vorliegenden Falle 4000 bzw. 3100 Volt für positive bzw. negative Ausströmung. Wie wir unten sehen werden, ist die Erdoberfläche meistens negativ geladen und die Ladung ist in den Bergen höher als in der Ebene. Besonders hohe Werte nimmt die Ladung an, wenn geladene Wolken der Erdoberfläche nahe kommen. Dementsprechend beobachtet man Elmsfeuer beinahe nur, wenn Wolken sehr niedrig stehen. Meistens treten sie bei Schneegestöber, überhaupt gewöhnlich bei Niederschlägen auf. Diese sind besonders häufig in den Bergen, deshalb sind Elmsfeuernbeobachtungen auf Höhenstationen (wie Blue Hill bei Boston, Sonnblick und Ben Nevis) nicht selten.

Schon in der Römerzeit war diese Erscheinung unter dem Namen Castor und Pollux bekannt und galt als ein glückliches Vorzeichen. Sie zeigte sich bisweilen auf den Lanzenspitzen der Soldaten und galt dann als Siegesvorbote. Zur See zeigen sich nicht selten Flämmchen auf den Spitzen der Masten und Raaen. Auf ebener Erde gehen sie von Blitzableitern, Fahnenstangen, Turmspitzen, Dachfirsten und Baumgipfeln aus. Bei einem heftigen Schneegestöber auf dem Sonnblick leuchtete nach v. Obermayer der ganze Blitzableiter hinter dem Beobachtungsturm so stark, dass man glaubte, ein Beobachter habe Licht im Turme angesteckt. Windfahne und Anemometer leuchteten ebenfalls, ebenso die Hüte, die Kopfhare bei unbedecktem Kopf und der Bart, sowie die Lodenkleider der Beobachter. Besonders schön war die Ausstrahlung aus der Hand, wenn sie gehoben wurde. Häufig hört man bei solchen Gelegenheiten ein zischendes Geräusch.

Die elektrische Ausströmung wechselt häufig ihr Zeichen (wie die Lufterlektrizität). In der Zeit Nov.—Febr. kam auf dem Sonnblick in 91 von 100 Fällen negatives Elmsfeuer vor, während im März—Sept. positives Elmsfeuer in 55 Proz. beobachtet wurde. Das Zeichen der Elektrizität bei Niederschlag scheint von dessen Natur abhängig zu sein. So fanden Elster und Geitel auf dem Sonnblick positives Elmsfeuer während folgenden Prozents der Beobachtungszeit:

Grossflockiger Schnee	92 Proz.
Hagel und Graupen .	52 „
Regen . . . . .	44 „
Staubschnee . . . .	15 „

Auf dem Sonnblick hatte Lechner beobachtet, dass bei positivem Elmsfeuer die Gewitterblitze zur Erde rötlich, bei negativem bläulich erscheinen. Ähnliche Färbungen zeigte ein Funke, welcher von einer stumpfen Metallspitze sich gegen eine positiv oder negativ geladene Wasserfläche entlud.

Auf dem Schafberg (Salzkammergut) hat man häufig Elmsfeuer bei Gewittern auf dem Flaggenstock vor dem Hotel beobachtet, sie sahen wie kleine blassblaue birnförmige Flammen aus und verschwanden auf kurze Zeit nach jeder Entladung des Gewitters. Als einst der Blitz um 9<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> Vorm. ins Hotel einschlug, loderten im Inneren desselben grossartige Elmsfeuerflammen von 2 m Höhe, die unten grell weiss, in der Mitte gelb oder gelblich grün und oben lichtblau bis dunkelblau waren. Diese erschienen „in Zwischenräumen von je einer Sekunde an der Stiege

zum 1. Stock und auch zahllos im hinteren gegen die Bergwand gelegenen Teil desselben bis 2<sup>h</sup> Nachm.“, während es noch zweimal in das Gebäude und sehr oft um dasselbe einschlug. „Diese grossen Feuer stiegen blitzartig auf, blieben eine bis zwei Sekunden, ohne an farbiger Intensität zu verlieren, ruhig stehen und verschwanden auch blitzartig“.

Das Elmsfeuer ist bei uns am gewöhnlichsten im Winter, auf der See scheint es nach einer Statistik von Haltermann am häufigsten im Frühling und Herbst (je 33 Proz.), danach im Winter (24 Proz.) und am seltensten im Sommer (10 Proz.) zu sein.

Die meteorologischen Erscheinungen bei Gewittern. Den Gewittern geht auf dem Land ein rasches Ansteigen der Temperatur

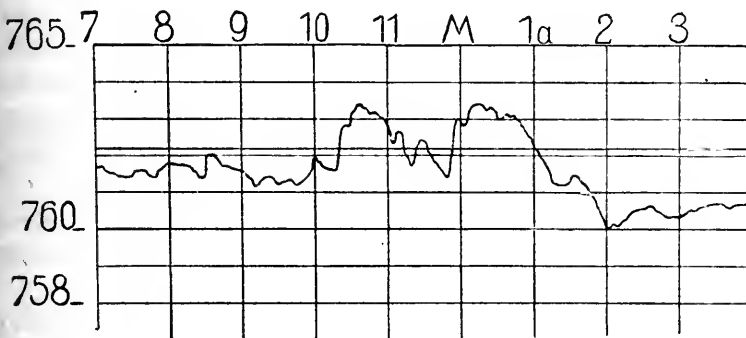


Fig. 240.

und der absoluten Feuchtigkeit, ein Sinken aber der relativen Feuchtigkeit voran. Der Luftdruck sinkt vor dem Gewitter. Beim Beginn des Gewitters tritt ein heftiger Umschlag ein, sodass die ersten beiden Faktoren ein Maximum, die letzten ein Minimum durchlaufen. Das Steigen des Barometers beim Beginn des Gewitters geschieht sehr rapid und ihm folgt ein mehr allmähliches Sinken, wodurch sogenannte „Gewitternasen“ in den Barogrammen entstehen (vgl. Fig. 240), welche den Erhebungen der Barogramme nach dem Krakatau-Ausbruch etwas ähneln.

Der Wind ist unmittelbar vor dem Gewitter durch Stille und Unstetigkeit gekennzeichnet. Alle diese Regelmässigkeiten gelten für die sogenannten Wärmegewitter, welche als eine Folge starker Einstrahlung von Wärme zu betrachten sind. Das Umgekehrte trifft dagegen häufig für eine andere Klasse der Gewitter, die sogenannten Nacht- und Wintergewitter, zu, welche von einer heftigen Wärmeausstrahlung verursacht sind.

Es giebt besondere Wolken, die sogenannten Gewitterwolken, welche

durch ihr Aussehen sich als Träger der Elektrizität kundgeben. Sie sind dicke Cumuli, welche sich auf der oberen Seite eines heftig aufsteigenden warmen und feuchten Luftstromes ausbilden. Von der Sonne beleuchtet, erscheinen sie glänzend weiss, vor der Sonne stehend, dagegen sehr dunkel, was eine starke Kondensation andeutet. Sie treten in grösserer Zahl auf, und vereinigen sich zu Cumulo-Nimbi. Für gewöhnlich sind sie von einem Cirro-Stratus-Schirm bedeckt. Wenn die Cumulo-Nimbi sich in Regen aufgelöst haben, bleibt die Cirro-Stratus-Decke noch bestehen, und löst sich erst allmählich auf.

Die Höhe der Gewitterwolken kann man sowohl direkt messen, als auch nach ihrer Lage auf oder über den Bergen oder nach dem Zeitunterschied zwischen Blitz und Donner beurteilen. Die untere Grenze der Gewitterwolken scheint meistens etwa 2 km hoch zu liegen. Sie erreichen aber häufig 3—4 km oder sogar 6 km Höhe (nach einer Beobachtung von Bergsma zu Batavia). Am Gipfel des grossen Ararat (3300 m) kommen keine Gewitter vor; er liegt oberhalb der Region der Gewitterwolken. Bei Schneeböen reicht die untere Seite der Wolke bisweilen bis zum Erdboden.

Die Gewitterwolken liegen im Sommer höher als im Winter, und um so höher über der Meeresoberfläche, je höher die unten liegende Landfläche liegt.

Gewitter sind vom Äquator bis Spitzbergen (78° n. Br.) beobachtet worden, aber in so kühlen Gegenden sind sie äusserst selten. Im allgemeinen nehmen sie stetig mit wachsender Entfernung vom Äquator ab. Es giebt aber auch ganz nahe am Äquator recht gewitterarme Gegenden, speziell wo die Regen selten sind, z. B. an den Küsten von Peru, Chile und Marokko, sowie in den Wüsten, aber auch eigentümlich genug, die sehr regenreiche Ostküste Süd-Amerikas von Pernambuco bis Bahia (Brasilien).

Die Zahl der Gewittertage pro Jahr erreicht für einen gegebenen Ort höchstens 167 (Buitenzorg auf Java, Bismarekburg im Togoland). Eine noch höhere Ziffer, 180, ist jedoch für Kamerun gefunden. Auch Mexiko zeigt einen hohen Wert, 139, Leon in Mexiko 141. Die Gewitterfrequenz ist in den Bergen meistens viel grösser als in der Ebene. Dabei ist besonders der Rand des Gebirges bevorzugt, die inneren und höher gelegenen Teile des Berglandes zeigen häufig wieder eine verminderte Gewitterfrequenz.

Über dem Meere sind die Gewitter relativ selten, und nehmen gegen die Küste hin stark zu. Im oceanischen Passatgebiet sind sie

ziemlich selten und häufen sich dort, wo warme Meeresströmungen verlaufen. Als Beispiel mögen folgende Ziffern über die Prozentzahl der Gewittertage von allen Beobachtungstagen im Indischen Ocean dienen:

Südl. Breite . . .	34—36°	36—40°	40—44°	44—48°	48—50°
Prozent Gewittertage	1,2	4,5	4,3	2,5	0,0

Die Gewitterperioden. Die Gewitter haben bei uns eine sehr ausgeprägte jährliche Periode. Das Maximum fällt für die Kontinentalstationen in den Juni oder Juli. In der Nähe des Golfstromes ist der Gang umgekehrt, was sich am deutlichsten auf Island und den Fär-Inseln sowie zu Bergen zeigt, wo die maximale Häufigkeit der Gewitter im Winter liegt, wie folgende Daten über die Zahl der Gewittertage zeigen:

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Island 1876—93 . . . . .	0,6	0,1	0,1	0,3	1,1
Fär-Inseln 1876—93 . . . . .	0,5	0,3	0,4	0,3	1,5
Schottland { N- und W-Küste	1,65	1,68	2,64	1,73	7,7
1881—93 { Inneres . . . . .	0,50	1,98	4,50	1,12	8,1
{ Ostküste . . . . .	0,18	1,11	3,59	0,82	5,7
Bergen, Norwegen . . . . .	2,25	0,25	1,75	0,75	5,0
Stockholm . . . . .	0	0,75	7,32	0,33	8,4

An den schottischen Ziffern sieht man, dass die Wintergewitter recht häufig sind, obgleich das Hauptmaximum in den Sommer fällt. Besonders für die vom Golfstrom beeinflusste N- und W-Küste ist das Auftreten von Wintergewittern sehr deutlich ausgeprägt. Je weiter die Beobachtungsorte vom Golfstrom entfernt liegen, um so mehr treten die Wintergewitter zurück.

Die jährliche Periode der Kontinentalstationen tritt in den ersten Reihen der folgenden Tabelle deutlich hervor. Weiter unten stehen Stationen mit einer mehr vom Golfstrom beeinflussten Lage.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Mittel-Europa . . . . .	0,0	0,02	0,21	1,11	2,96	4,36	3,99	3,59	1,42	0,53	0,18	0,02	18,4
Wien . . . . .	0,0	0,0	0,1	0,9	3,0	4,2	4,2	3,2	0,7	0,2	0,0	0,1	16,6
Potsdam . . . . .	0,0	0,0	0,2	1,3	2,5	4,2	4,2	4,1	1,4	0,3	0,0	0,1	18,3
Paris . . . . .	0,1	0,1	0,3	0,8	2,6	3,0	2,6	2,1	1,2	0,6	0,1	0,1	13,6
Bremen . . . . .	0,2	0,3	0,2	0,6	2,3	2,6	3,8	2,2	0,8	0,2	0,1	0,3	13,6
St.Martin de Hinx . . . . .	1,5	0,7	1,7	2,6	4,3	6,3	5,6	4,9	4,3	2,3	1,5	1,5	37,2
Norwegen, Inland . . . . .	0,06	0,03	0,02	0,02	0,33	1,20	2,09	1,55	0,23	0,09	0,06	0,03	5,7
„ Küste . . . . .	0,27	0,11	0,06	0,04	0,22	0,55	1,22	1,26	0,45	0,38	0,29	0,15	5,0
Italien . . . . .				7,37	7,20	19,06	17,16	16,46	14,57				100,0
West-Sibirien . . . . .				0,85	11,54	28,02	36,26	20,11	2,96				100,0
Ost- „ . . . . .				0,3	4,6	27,2	34,4	21,1	9,7				100

Das Maximum der Kontinentalstationen liegt im Juni oder an der Grenze zwischen Juni und Juli. Bei näherer Untersuchung zerfällt dieses Maximum in zwei, von welchen gewöhnlich das eine am Anfang Juni, das andere am Ende Juli liegt. Diese doppelte Periode scheint besonders stark bei den von W, SW oder NW kommenden Gewittern ausgeprägt zu sein. Die Ostgewitter zeigen keine solche Doppelperiode. Der Einfluss der Wintergewitter macht sich, obgleich schwach, schon in den Ziffern für Bremen bemerklich (ein kleines Sekundärmaximum im Dez.). Noch deutlicher treten die Wintergewitter in den Daten für St. Martin de Hinx an der Küste des Departement Landes, Südwest-Frankreich, und besonders in den Daten für Norwegen, speziell dem Küstenlande hervor, wo das Wintermaximum sehr stark ausgeprägt ist. An der Küste ist der Frühling sehr gewitterarm, der Herbst zeigt dagegen relativ viele Gewitter, für Kontinentalstationen ist das Verhältnis umgekehrt. Die Konzentration der Gewitter auf den Sommer ist in Sibirien noch viel grösser als in Europa. (Auf den Sommer fallen in Mittel-Europa 65, in Mittel- und Süd-Russland 68, im Ural 79 und in Sibirien 84 Proz. aller Gewitter.) Die Wintergewitter folgen den heftigen Winterstürmen und geben wenige Blitze, die aber sehr häufig sich gegen die Erde entladen und zünden, weil die Wolken sehr niedrig gehen.

Die tägliche Periode der Gewitter in Europa geht aus folgender Zusammenstellung der prozentischen Häufigkeit hervor:

	Mittn.	—2	—4	—6	—8	—10	—Mittag	—2	—4	—6	—8	—10	—Mittn.
Mittel-Europa . . .	2,9	2,5	2,1	1,9	2,5	7,1	15,3	<b>21,0</b>	19,3	13,0	8,5	3,9	
Europ. Russland . .	2,4	2,1	1,7	1,6	2,1	5,9	12,7	20,0	<b>21,2</b>	15,6	10,7	3,8	
Bayern, Württemberg	3,0	2,5	2,1	1,5	2,0	5,8	14,0	<b>21,3</b>	19,5	14,2	9,6	4,5	
Mittel-Deutschland .	2,4	2,3	1,7	1,5	1,7	6,3	14,2	20,8	<b>21,5</b>	14,9	8,1	4,6	
Schweden . . . . .	2,2	2,1	2,3	2,6	3,1	8,2	15,2	<b>21,9</b>	20,4	11,1	6,9	4,0	
Norwegen, Inland . .	1,4	1,1	1,7	2,5	4,8	8,4	17,2	<b>23,1</b>	20,3	11,9	5,1	2,3	
„ Küste . . . . .	4,5	4,0	5,6	6,7	7,2	7,9	9,8	<b>13,5</b>	13,3	11,8	9,1	6,6	
Schottland, Ostküste .	5,6	4,5	4,7	3,5	3,5	9,4	14,5	<b>16,4</b>	14,1	9,4	8,4	6,1	
„ Westküste . . . .	7,5	5,4	4,4	3,5	4,1	6,0	9,2	12,7	<b>12,8</b>	<b>13,5</b>	12,1	9,1	
Italien	1—3 Stdn.	1,3	1,6	1,5	2,0	3,0	8,5	19,5	<b>26,5</b>	16,6	9,8	8,3	1,5
	4—6 „	2,1	2,4	2,1	1,5	2,0	5,5	13,4	<b>19,3</b>	19,1	15,6	11,0	5,9
	7—9 „	5,3	5,7	4,9	4,0	4,1	5,9	9,2	14,2	<b>15,8</b>	13,1	10,5	7,2
	über 9 „	7,1	6,9	6,9	7,8	8,2	8,0	9,1	10,2	<b>10,6</b>	9,3	8,0	7,4

Das Maximum fällt kurz nach der heissesten Tageszeit etwa um 3—4 Uhr Nachmittags. Eine kontinentale Lage der Stationen befördert die Konzentration der Gewitter zur Zeit nach Mittag. Der Golfstrom macht sich durch eine gleichmässige Verteilung der Gewitter

auf die verschiedenen Tageszeiten geltend. Speziell belehrend in dieser Hinsicht ist der Vergleich der Daten fürs Inland und für die Küste in Norwegen.

Das Minimum fällt auf etwa 6 Uhr Vormittag. Häufig ist das Minimum durch ein sehr schwaches Maximum geteilt. Dieses Sekundärmaximum tritt nicht in den oben gegebenen Ziffern hervor, wohl aber wenn die Daten für jede einzelne Stunde gegeben werden. Die Wintergewitter an der schottischen Westküste zeigen dagegen kurz nach Mitternacht ein sehr ausgeprägtes Hauptmaximum, wie folgende Daten angeben:

	Mittn.	—	3	—	6	—	9	—	Mittag	—	3	—	6	—	9	—	Mittn.
Schottland, Westküste	17,9		12,8		10,0		9,7		8,1		12,0		12,8		16,7		

Eine ebensolche Periode besitzen auch die isländischen Gewitter, welche ja hauptsächlich aus Wintergewittern bestehen. Da fällt das Maximum (6) zwischen 2 und 5 Uhr vormittags; ein zweites Maximum (5) kommt zwischen 5 und 8 Uhr nachmittags; das ganze Material umfasst nur 23 Gewitter.

Die Wintergewitter treten beim niedrigsten Temperaturstande des Tages auf im Gegensatz zu den Sommergewittern.

In den schweizerischen Hochstationen (Righi, St. Bernhard, Säntis) liegt das Tagesmaximum um ungefähr 6 Uhr nachmittags, also etwa zwei Stunden später wie in der Ebene.

Die Neu-England-Staaten Nord-Amerikas zeigen denselben Gang wie die europäischen Länder mit einem stark ausgeprägten Nachmittagsmaximum um 5 Uhr ( $3^h 30^m$  im Westen,  $6^h 30^m$  im Osten). Das sekundäre Morgenmaximum um 5 Uhr tritt deutlich hervor.

Die Gewitter auf dem Ocean haben wie die Wintergewitter ihr Maximum in der Nacht, etwas nach Mitternacht, ihr Minimum fällt kurz vor Mittag.

Auch die Jahresperiode dieser Gewitter zeigt, dass sie den Charakter von Wintergewittern besitzen, indem die Anzahl Gewittertage, dividiert durch die Anzahl Beobachtungstage betrug: für den Sommer 0,02, Herbst 0,08, Winter 0,10 und Frühling 0,05. Diese Statistik bezieht sich auf den südlichen Teil des Indischen Oceans zwischen  $34^\circ$  und  $50^\circ$  s. Br. (vgl. S. 789).

Der Mond scheint nach mehreren Untersuchungen einen Einfluss auf die Gewitter auszuüben. Nach Köppens Zusammenstellung ist die Gewitterhäufigkeit in Proz. bei: Neumond 29, erstem Viertel 29, Voll-

mond 21 und letztem Viertel 21. Nach den Untersuchungen von Ekholm und Arrhenius haben die Gewitter in Schweden ein stark ausgeprägtes Maximum (32 Proz. über dem Mittelwert) vier Tage vor dem Vollmond, das Minimum ist sehr flach und von einem schwachen Sekundärmaximum (6 Proz. unter dem Mittel) am Tage des letzten Viertels in zwei kleinere Minima (18,3 Proz. unter dem Mittel vier Tage nach Vollmond und 13 Proz. unter dem Mittel zwölf Tage nach Vollmond) zerlegt.

Nach derselben Untersuchung ist die tropisch-monatliche Periode derselben Gewitter noch mehr ausgeprägt und zeigt Maximum und Minimum von etwa 30 Proz. über oder unter dem Mittelwert fünf Tage vor und sechs Tage nach dem südlichen Lunistitima. Die Erklärung dieser Perioden steht noch aus.

Wie oben angegeben, zeigen die elektrischen und magnetischen Grössen eine Veränderlichkeit nach einer Periode von nahezu 26 Tagen. v. Bezold untersuchte die Gewitter aus Württemberg und Bayern 1880 bis 1887 in dieser Hinsicht, indem er die Periodenlänge gleich 25,84 Tagen setzte. Er erhielt auf diese Weise zwei Maxima und zwei Minima in der Periode. Einen noch unregelmässigeren Gang erhielt Hamburg, als er die Gewitter von Schweden nach derselben Periode ordnete, sodass die ganze Periodicität ihm zweifelhaft erschien. Viel regelmässiger verhalten sich die Ziffern, wenn man sie nach einer Periode von 25,929 Tagen ordnet, welche Periodenlänge für die Nordlichter gefunden worden ist. In diesem Falle zeigte das Material aus Deutschland sowohl wie aus Schweden (1880—1895) eine ausgeprägte einfache Periode. Die Maxima und Minima unterscheiden sich um 12,5 bzw. 8,5 Proz. von dem Mittelwert und fallen fast gänzlich für die beiden Reihen zusammen, was sehr für die Richtigkeit dieser Periodenlänge spricht.

v. Bezold hat aus dem Material betreffs Blitz- und Hagelschaden nachgewiesen, dass in den Jahren der Sonnenfleckmaxima Minima der Blitz- und Hagelgefahr fallen, wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht:

Maxima der Flecke . .	1837	48	60	70	83	93
Minima „ Blitzgefahr.	1836	49	60	70	83	93
„ „ Hagelgefahr	1836	49	60	70	86	—

Jedoch scheint die Periode der Blitzgefahr nicht so einfach zu sein wie diejenige der Sonnenflecke, vielmehr treten zwischen den erwähnten

Minimis andere ein, sodass die Sonnenfleckenperiode doppelt so grosse Länge zu besitzen scheint wie die Gewitterperiode.

**Entstehung der Gewitter.** Aus allen Beobachtungen scheint hervorzugehen, dass die Gewitter an eine sehr starke Kondensation von Wasserdampf in hohen Luftschichten gebunden sind. Wie wir bei dem Studium der Lufterlektrizität sehen werden, enthält die Luft eine gewisse Menge von positiven und negativen Ionen, deren Anzahl stark mit der Höhe über dem Boden zunimmt. Diese Ionisierung der Luft wächst auch mit der Bestrahlung. Die Ionen dienen als Kondensationskerne für den Wasserdampf, besonders die negativen. Auf diese Weise entsteht eine Scheidung der positiven und negativen Ionen, welche letzteren vorzugsweise zur Erde transportiert werden und dieser eine negative Ladung erteilen, wogegen die Luftschichten einen Überschuss an positiver Elektrizität zurückbehalten. Wolkenmassen, die sich in ziemlicher Höhe bilden, werden eine starke Ladung erhalten. Ebenso müssen die Gewitter sich stärker in Gegenden nahe dem Äquator ausbilden, wo die Luft viel Ionen enthält.

Damit die wasserreichen Luftmassen hoch in die Luft hinaufsteigen, ist ein starker Temperaturfall vom Boden nach oben hin nötig. Dies kann in zwei Fällen eintreffen, erstens wenn der Boden stark erwärmt wird, wie bei gewöhnlichen Sommergewittern durch Sonnenstrahlung, zweitens wenn die Luft stark abgekühlt wird, während die Erdoberfläche ihre Temperatur konstant erhält. Letzteres tritt auf dem Meere ein, wo die Oberfläche beinahe konstante Temperatur besitzt, die Luft aber durch heftige Strahlung in der Nacht sich stark abkühlen kann. So liegen die Verhältnisse in der Nähe von warmen Strömungen, wo die Temperatur der Wasserfläche gegenüber derjenigen der Luft sehr hoch ist. Besonders gross wird der Temperaturunterschied im Winter und in der Nacht. Deshalb ist der Gang der meteorologischen Elemente, besonders Temperatur und Luftdruck für Wintergewitter genau der entgegengesetzte wie für die bei uns gewöhnlichen Sommergewitter, die in den heissesten Jahres- und Tageszeiten sich besonders stark entwickeln. Auf diese Weise kann man auch verstehen, dass keine anderen Gewitter sich auf dem Meere unter normalen Verhältnissen entwickeln können als diejenigen vom Typus der Wintergewitter, über Land dagegen keine anderen als vom Typus der Sommergewitter.

Bisweilen entstehen Gewitter bei Temperaturverteilungen in der Luft von der Art, dass die Temperatur langsamer als unter normalen Verhältnissen mit zunehmender Höhe sinkt, das Gleichgewicht demnach

stabil ist. Man ist der Ansicht, dass in solchen Fällen die feuchtwarme Luft durch einen kalten Luftkeil in die Höhe gepresst wird. Das Gewöhnliche ist nämlich bei der Bildung von solchen Gewittern, dass ein im Westen liegendes kaltes Gebiet mit hohem Luftdruck an ein mehr gegen Osten befindliches Gebiet von warmer Luft bei niedrigem Druck grenzt. Es sind hier die Bedingungen für die Entstehung eines mächtigen Wirbels mit horizontaler Achse gegeben. Die warme Luft steigt in die Höhe und giebt zu Kondensationen mit Gewittererscheinungen Anlass. Auch die eigentlichen Wirbelgewitter sind durch Wirbel um eine horizontale Achse charakterisiert.

Wärmegewitter und Wirbelgewitter. Nach Mohn unterscheidet man zwei Arten von Gewitter: Wärmegewitter, mehr lokale Erscheinungen, welche durch eine heftige Erwärmung der unteren Luftschichten bedingt sind, und Wirbelgewitter, welche mit grösseren Barometerdepressionen im Zusammenhang stehen und deshalb keine so enge lokale Begrenzung wie die Wärmegewitter besitzen und auch nicht ausgesprochen auf die wärmsten Tages- und Jahreszeiten beschränkt sind. Zu dieser Kategorie gehören die Wintergewitter.

Die einfachste Form von Wärmegewittern kommt über den thätigen Vulkanen vor. Die stark wasserdampfhaltigen Gasmassen, welche aus der Vulkanröhre hinausgetrieben werden, steigen in diesem Fall nicht nur zufolge ihrer hohen Temperatur, sondern auch zufolge ihrer grossen Anfangsgeschwindigkeit in die Höhe. Daher erreichen sie bedeutende Höhen und geben auch ungewöhnlich kräftige Gewitter. Die kondensierten Dämpfe breiten sich in der Höhe zu der typischen Pinienwolke aus (Fig. 94). In anderen Fällen (vgl. Fig. 95) zeigt die Vulkanwolke eine Form, welche sich den gewöhnlichen Gewitterwolken mehr nähert. Wie ausserordentlich hoch die Vulkanwolke in diesen beiden Fällen liegt, kann man aus den Bildern ersehen, wenn man bedenkt, dass der Vesuvkrater etwa 1300 m über dem Meer liegt.

Auch die Grasbrände im Inneren Afrikas und Floridas sollen genug Hitze entwickeln, um Wärmegewitter hervorzubringen.

Typische Wärmegewitter zeigen die tropischen Inseln, welche von einem hohen Berg beherrscht sind. In der Nacht herrscht Berg- und Land-Wind, in welchem die heruntersinkenden Wolken sich auflösen, sodass der Himmel ganz rein ist. Ein paar Stunden vor Mittag kehrt sich der Wind um, eine feuchte Brise vom Meer weht über die Küste und steigt an den Bergabhängen hinauf. In einer bestimmten Höhe bildet sich eine Wolke. Wenn die Temperatur der aufsteigenden Luft genügt,

nimmt die Wolke an Mächtigkeit zu und giebt Regen. Erreicht die Wolke eine sehr grosse Höhe und Mächtigkeit, so entsteht ein Gewitter.

Am Abend vermindert sich die Heftigkeit der Gewittererscheinungen und der Regengüsse, die Wolke nimmt an Stärke ab und wird zuletzt vom Bergwind aufgelöst. Während des Regens bleibt der Himmel über dem Meer in einiger Entfernung von der Küste unbedeckt.

Ganz ähnlich ist die Erscheinung in der Nähe der Berge der Alpenkette. Die Nacht zeigt hellen Himmel, gegen Mittag bildet sich die Gewitterwolke aus, welche am Abend sich entladet, um einen reinen Himmel in der Nacht Platz zu geben. Die Wolken um die Alpengipfel erreichen viel bedeutendere Höhen (gegen 4000—6000 m) als die um die oceanischen Inselberge (2000—3000 m).

Oft bleibt die Umgebung der Alpenspitzen in einiger Entfernung ganz unbewölkt, bisweilen treibt aber der Wind die Wolken über die Niederung hin.

Bei diesen lokalen Gewittern zeigt sich der Einfluss der elektrischen Entladungen auf den Regenguss. Nach jedem Blitz nimmt der Regen an Stärke zu, wobei erst die grossen Tropfen fallen. Es macht den Eindruck, als ob die elektrischen Ladungen vor der Entladung die Tröpfchen vom Zusammenfliessen zurückgehalten hätten, was gleich nach Verschwinden der abstossenden Kräfte geschieht. Wahrscheinlich verhält es sich ungefähr so wie in folgendem einfachem Beispiel. Denken wir uns eine Wolke von lauter positiv geladenen Tröpfchen, die also positives Potential besitzt (das Potential der Erde möge wie gewöhnlich gleich Null gesetzt werden), neben einer anderen sonst gleichen, aber aus negativen Tröpfchen bestehenden Wolke mit ebenso grossem negativem Potential. Ein Blitz gleicht die Potentiale zwischen seinen Endpunkten aus. Falls also ein Blitz zwischen diesen beiden Wolken überschlägt, so wird an den vom Blitze berührten Teilen der beiden Wolken das Potential Null werden (bei der angenommenen Symmetrie). Da der Blitz nicht alle Teile der Wolken berührt, muss ein Teil der Tröpfchen in jeder Wolke seine ursprüngliche Ladung behalten haben, woraus folgt, dass die naheliegenden Teile vom Potential Null die entgegengesetzte Ladung besitzen. Die kleinen Tröpfchen, welche vorhin durch ihre gleichnamigen Ladungen auseinander getrieben wurden, werden jetzt zueinander gezogen und entladen sich teilweise zueinander durch Flächenblitze. Ähnlich liegen die Verhältnisse in einer Wolke nach Entladung gegen die Erde. Das Zusammenfliessen der Regentropfen einer Wolke wird immer durch Entladungen begünstigt.

Die Wirbelgewitter sind mehr komplizierter Natur. Wie wir oben (S. 704) gesehen haben, findet in den grossen Cyklonen eine aufsteigende Luftbewegung mit Kondensation statt, welche in West- und Mittel-Europa im südöstlichen Quadranten der Depression, der mit feuchter Luft gespeist wird, besonders stark hervortritt. Diese Kondensation kann bisweilen zur Entstehung von Gewittern führen. Ähnlicher Art sind die starken Gewitter, welche die tropischen Cyklonen begleiten (vgl. S. 711) und im allgemeinen die Gewitter, welche sich auf dem Meer bilden.

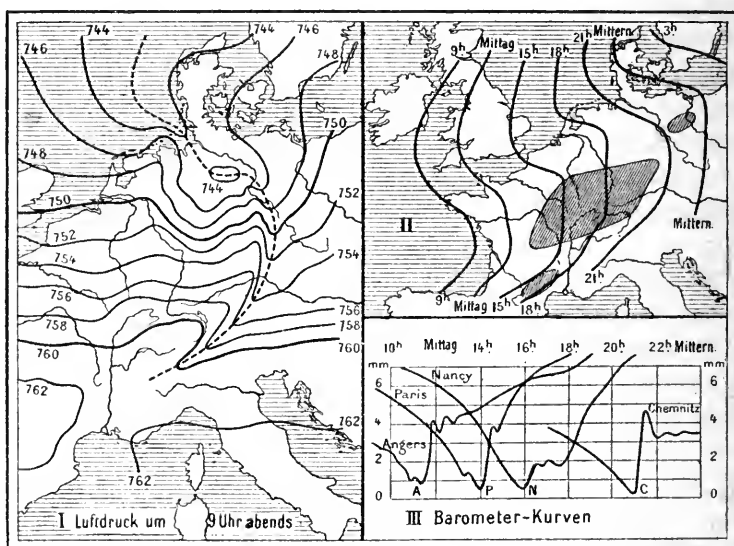


Fig. 241.

Über dem Binnenland findet sich häufig eine Gewitterbildung bei Vorhandensein von stark ausgeprägten barometrischen Rinnen oder V-förmigen Isobaren. Ein typisches Gewitter dieser Art ist von Durand Gréville untersucht worden, welcher die näheren Umstände dabei in nebenstehender Kartenskizze (Fig. 241) angegeben hat. Die Luftdruckverteilung über Mittel-Europa wird von dem Teil I angegeben. Die V-förmigen Ausbuchtungen der Isobaren von 9 Uhr abends (Pariser Zeit) sind sehr stark ausgeprägt. Der Gradient längs der Rinne in Deutschland betrug nicht weniger als 10 mm. Die Spitzen der V-förmigen Ausbuchtungen sind durch eine punktierte Linie miteinander verbunden. Die Lage dieser

Linie zu verschiedenen Zeiten und damit ihr Fortschreiten gegen Osten wird von Teil II angegeben. Da der Luftwirbel, an den das Gewitter gebunden ist, sich in der Nähe der Rinne entwickelt, so treten auch die Gewittererscheinungen an jeder Stelle ungefähr in dem Moment ein, wenn die genannte Linie vorüberschreitet. Diese Linie stimmt also sehr nahe mit den unten zu erwähnenden Isobronten überein. Aber sie unterscheidet sich von diesen dadurch, dass Gewitter nicht überall notiert wurden, wo die betreffende Linie vorüberstrich. Die vom Gewitter heimgesuchten Gegenden sind in der Karte II schraffiert gezeichnet. Sie bilden drei zusammenhängende Stücke, wovon ein grosses

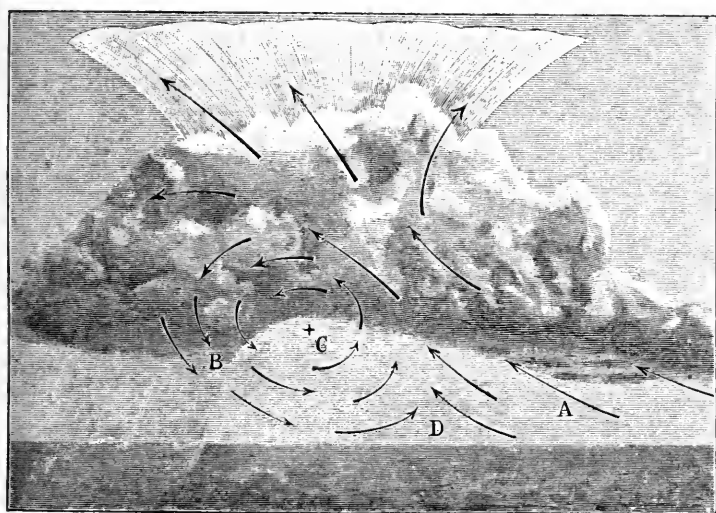


Fig. 242.

mittleres das östliche Frankreich, Süd-Deutschland und den grössten Teil der Schweiz umfasst, ein kleines südliches liegt in den Cevennen und ein noch kleineres nördliches um Berlin. Ausser der barometrischen Rinne sind noch andere Bedingungen nötig, worunter die wichtigste genügende Erwärmung der unteren Luftschichten ist — deshalb fallen die meisten Gewitter, wie die Karte zeigt, in die Nachmittagszeit zwischen 3 und 8 Uhr, nur die Umgebung von Berlin wurde erst zwischen 9 und 10 Uhr abends vom Gewitter getroffen.

Der Teil III der Skizze gibt den Gang des Barometers mit den charakteristischen Gewitternasen wieder. Dieselben sind ebenso ausgeprägt für Angers, Paris und Chemnitz, welche nicht vom Gewitter be-

rührt wurden, wie für Nancy, welches nahe der Mitte des grössten Gewittergebietes lag.

Die umstehende Figur (Fig. 242) giebt nach Angot die Verteilung der Winde in der Nähe der Rinne wieder. Die Rinne liegt bei *D*. Rechts (nach Osten) von ihr bei *A* steigen heisse Luftmassen auf, welche zur Bildung einer Gewitterwolke, Cumulo-Nimbus mit oberlagerndem Cirro-Stratus Anlass giebt. Bei *B* sinkt die schwere kühle Luft unter heftigem Regenguss herunter. Dadurch bildet sich ein heftiger horizontaler Wirbel um *C* herum aus. Man sieht häufig, wie zerrissene Wolken, Fracto-Nimbi, während der Gewitter um diese Achse wirbeln.

Dieser Wirbel ist von der grössten Bedeutung für die Fortdauer des Gewitter. Die Luftmassen bei *D* werden dadurch stark gehoben und abgekühlt, wodurch ein sehr kalter Regen, bisweilen auch Hagel entsteht. Dieser Niederschlag fällt wegen seiner Mächtigkeit sehr schnell zum Boden hinunter und transportiert dadurch gewissermaassen die Kälte aus den oberen Luftschichten zum Boden. Die bei *B* hinuntersinkende Luft wird am Boden abgekühlt und erwärmt sich deshalb viel weniger als sie sonst thun würde, bis sie wiederum bei *D* aufsteigt. Möller vergleicht aus diesem Grund den betreffenden Wirbel mit einer Eismaschine.

Zuletzt kann die aufsteigende kalte Luft keinen nennenswerten Niederschlag mehr abgeben, die Wolke wird links von *B* durch den Regen entleert, die Abkühlung unter *C* schreitet weiter und weiter nach rechts über *D* gegen *A*, kühle Luft schiebt sich hinein und hebt die warme Luft rechts von *A*, sodass die Wirbelbewegung und damit auch die Gewittererscheinung immer mehr nach rechts fortschreitet. Je weiter aber der Wirbel schreitet, desto später am Tag wird es, zuletzt sind die Luftmassen rechts von *A* nicht genügend erwärmt, um sehr hoch zu steigen, die Kondensation und Wolkenbildung wird schwächer und noch schneller nimmt der Elektrizitätstransport mit dem Niederschlag ab. Zuletzt werden die elektrischen Ladungen der Cumulo-Nimbus-Wolke so schwach, dass die Entladungen nicht mehr wahrnehmbar sind. Das Gewitter ist zu einem gewöhnlichen Regen geworden.

Fortpflanzungs-Geschwindigkeit der Gewitter. Einige Gewitter, namentlich in Gebirgsgegenden, bleiben über demselben Ort stehen, über dem sie sich ausgebildet haben (s. g. lokale Gewitter). In der überwiegenden Zahl von Fällen ziehen aber die Gewittererscheinungen von einem Ort zum anderen. Sie folgen dabei den in höheren Luftschichten

herrschenden Windzügen, welche häufig von den an der Erdoberfläche obwaltenden bedeutend abweichen.

Die meisten Gewitter in Europa haben eine vorherrschende Zugrichtung aus W und SW; in Schweden ist die Zugrichtung mehr von Süden. Die prozentische Verteilung auf die verschiedenen Windrichtungen ist folgende (nach Hann):

N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
7	5	5	7	10	24	27	15

Es wird häufig angegeben, dass die Geschwindigkeit der Gewitter beim Übergang über Flussläufe sehr stark abnimmt. Hann bezweifelt die Richtigkeit dieser Angabe, da die Gewitter häufig von hohen Gebirgszügen in ihrem Gang nicht gestört werden.

Durch die Beobachtungen an meteorologischen Stationen ist es möglich, die Ankunftszeit eines Gewitterzuges an einem bestimmten Ort recht genau zu ermitteln. Man zeichnet meistens die Zeit des ersten hörbaren Donners auf, in anderen Fällen die Zeit der kräftigsten Entwicklung der Gewittererscheinungen (Italien), in wiederum anderen diejenige des Anfangs des Regens. Bisweilen geschieht es beim Fortschreiten eines Wirbelgewitters, dass die elektrischen Entladungen während einiger Zeit stark abnehmen oder sogar aussetzen, wonach sie wieder zunehmen bzw. bemerklich werden können (vgl. Fig. 241 II S. 796).

Die Punkte, welche gleichzeitig von den Gewittern erreicht werden, verbindet man auf der Karte und erhält so Linien, die Isobronten genannt werden. Eine auf diese Weise erhaltene Isobronten-Karte ist nach Erk in Fig. 243 wiedergegeben. Auf derselben ist mit römischen Ziffern die Eintrittszeit des Gewitters bezeichnet.

Aus diesen Karten kann man Schlüsse über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gewitterzüge ziehen. Dieselbe ist recht veränderlich und beträgt im Mittel für die Ostalpenländer 30,4, für Ober-Italien 35,1, für Süd-Deutschland 36,8, für Norwegen 38, für Holland, Mittel- und Süd-Italien 39, für Russland und Frankreich 41 km pro Stunde. Noch grösser ist sie in Nord-Amerika, so z. B. in den Neu-England-Staaten 54,4 km pro Stunde (15,1 m pro Sek.).

Diese Geschwindigkeit ist im allgemeinen grösser im Winter als im Sommer. So z. B. ist die Geschwindigkeit in Süd-Deutschland für das Winterhalbjahr 43,3 km, im Sommerhalbjahr 38,4 km, in Russland bzw. 51 und 45 km pro Stunde (etwa 12 Proz. Unterschied). Italien macht

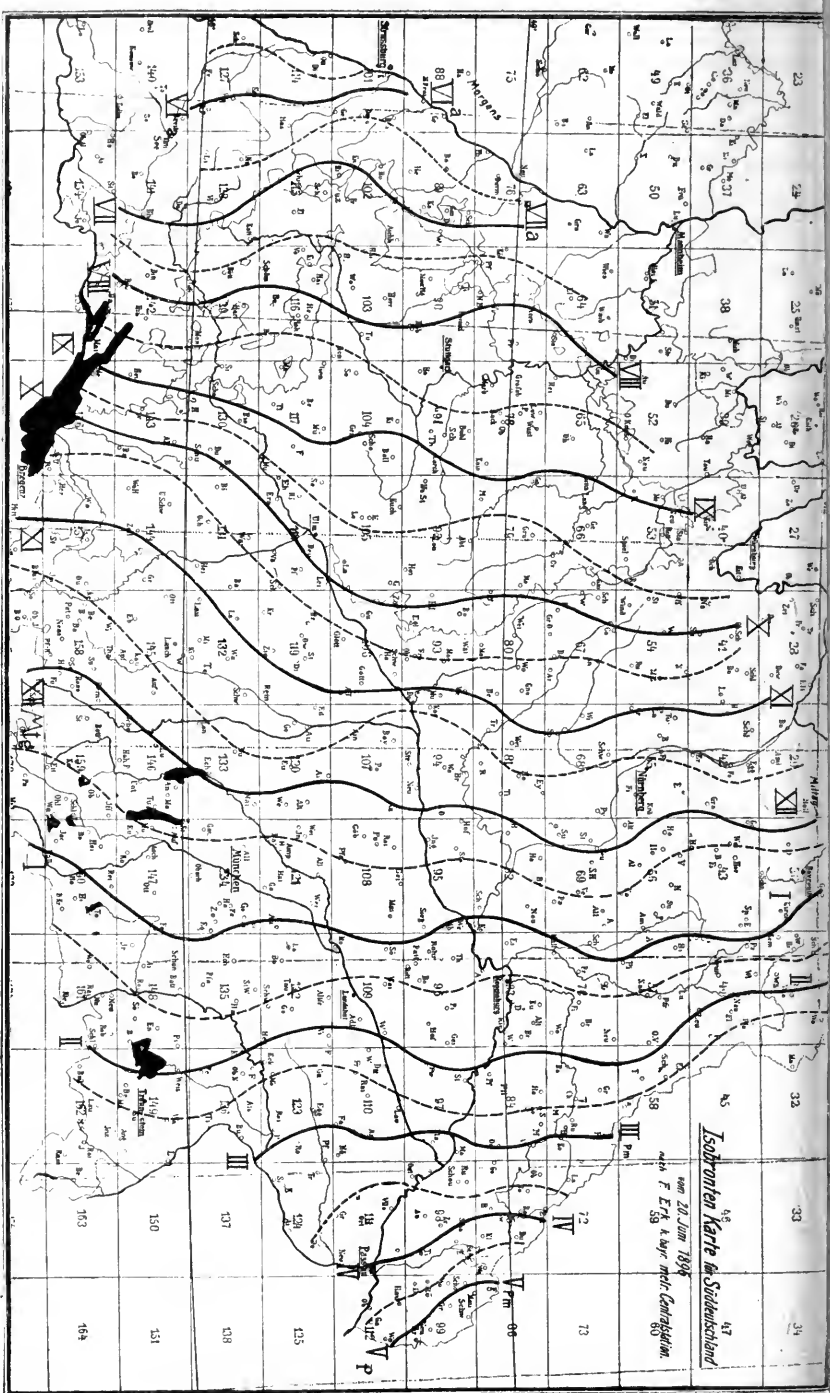


Fig. 248.

eine Ausnahme mit einem etwa ebenso grossen Unterschied in entgegengesetzter Richtung.

Auch die Nachtgewitter besitzen im allgemeinen eine grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit als die Tagewitter. In Süd-Deutschland beträgt die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit zwischen 10<sup>h</sup> Vorm. und 2<sup>h</sup> Nachm. 85 Proz. derjenigen zwischen 10<sup>h</sup> Nachm. und 2<sup>h</sup> Vorm.

Die Wirbelgewitter zeigen im allgemeinen eine grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit als die eigentlichen Wärmegewitter.

Prohaska hat für die mittlere Dauer der Gewitter in den Ostalpen folgende Daten gegeben. Winter 1,25, Frühling 1,29, Sommer 1,42, Herbst 1,57, Jahr 1,41 Stunden. Im allgemeinen scheinen die Herbstgewitter am längsten zu dauern. Mit einer mittleren Geschwindigkeit von 30 km pro Stunde erstreckt sich demnach der Gewitterzug in den Ostalpen über eine Breite von 42 km. Dagegen erstreckt sich die Gewitterfront, wie vorstehende Karte andeutet, über mehrere Hunderte von Kilometern.

Birkner hat aus der sächsischen Gewitterstatistik den Schluss gezogen, dass die Dauer der Gewitter mit der Seehöhe zunimmt. Während sie im Mittel für Ortschaften mit 100—300 m Seehöhe eine Stunde beträgt, erreicht sie für eine Höhe von 300—500 m 1,3, für eine über 700 m 1,5 Stunden. Je grösser die Höhe über dem Meer, desto kräftiger ist ja auch nach dem vorhin Gesagten anfangs die Elektrizitätsentwicklung bei dem Gewitter (vgl. S. 788 und 795).

Hagelwetter. Die Gewitter sind bisweilen von Hagelfall begleitet. Der Hagel besteht aus Eisstücken von häufig sehr eigentümlicher Gestalt, von Erbsen- bis Citronengrösse, bisweilen darüber. Anfang Juli 1897 fielen in Steiermark und Kärnten Hagelkörner von 15 cm Grösse und über 1 kg Gewicht, zu Utrecht fielen am 9. Sept. 1846 Hagel von 22 cm Durchmesser. Die Hagelkörner haben frisch gesammelt eine recht niedrige Temperatur, bisweilen bis zu  $-13^{\circ}$  C.

Die Hagelwetter ziehen wie die Gewitter mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 40 km pro Stunde über lange Strecken. Die Breite der Hagelzüge ist dagegen viel geringer als diejenige der Gewitter, meistens nur 8—10 km (in Steiermark nach Prohaska). Häufig folgen mehrere Hagelzüge einander in nahezu derselben Bahn.

Die Hagelkörner haben meistens eine konzentrische Struktur um einen opaken graupelähnlichen Kern, welchen durchsichtige Schalen, die bisweilen von kleine Luftbläschen getrübt sind, einschliessen. Die äussersten Teile sind bisweilen krystallinisch.

Die Fig. 244 giebt die Formen einiger Hagelkörner wieder, die durch ihre Grösse ausgezeichnet sind. Die mit *A* bezeichneten fielen bei la Braconnière, Dép. Mayenne, den 4. Juli 1819 und hatten einen Durchmesser von gegen 8 cm. Innen bemerkt man wie bei den anderen den charakteristischen schneeigen Kern, der von einer strahligen krystallinischen Hülle umgeben ist. Die krystallische Struktur deutet darauf hin, dass das Wasser langsam erstarrt ist. Noch besser ausgebildet waren die Krystalle bei den Hagelfällen in der Nähe von Tiflis am 27. Mai und 9. Juni 1869 (Fig. 244 *B*). Um den Kern ist die sechsstrahlige Struktur der Schneekrystalle zu erkennen. Zu äusserst sitzt eine unregelmässige Kruste von stark entwickelten hexagonalen Eiskrystallen. Diese Hagelschlossen erreichten eine Länge von 7 cm. Schliesslich giebt

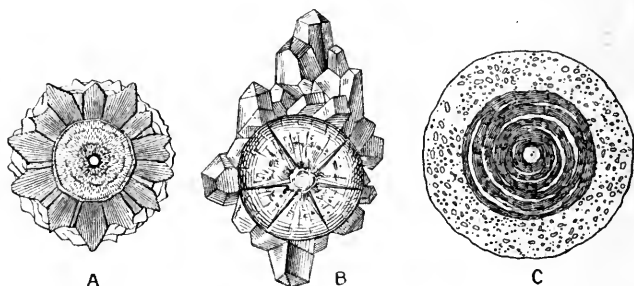


Fig. 244.

Fig. 244 *C* eine ausserordentlich grosse Hagelkugel wieder, die am 9. Sept. 1846 zu Utrecht fiel. Diese Kugeln sollen bis 22 cm Durchmesser gehabt haben. Um den lockeren Kern sind hier durchsichtige Eisschalen gelagert, welche stellenweise von schneeigen Eismassen durchbrochen sind. Der äussere, grösste Teil der Kugel besteht aus einer dicken Kruste von undurchsichtigem Eis.

Die meist runde Form deutet auf eine drehende Bewegung bei der Entstehung des Hagels. Noch deutlicher verrät sich diese Drehung um eine Achse in der Form, die der Hagel nicht selten hat, eine Scheibe mit einer dicken Wulst am Rand.

Manchmal haben die Hagelsteine eine birnenähnliche Form, wobei sie wohl mit dem dicken Ende nach unten gefallen sind. Dieser Form steht einer anderen pyramidischen oder konischen mit sphärischer Basisfläche nahe; solche Hagelkörner sehen aus, als ob sie aus grösseren kugelförmigen Körpern durch centrale Spaltung entstanden wären. End-

lich können auch die Schlossen, wie Krystalle durch ebene Flächen begrenzt sein; von dieser Art waren die ungewöhnlich grossen Eisstücke, welche am 2. Juli 1897 in Brückl in Kärnthen niederfielen. Diese letzte Form ist jedoch recht selten.

Die Bildung so ansehnlicher Eismassen, wie die Hagelschlossen häufig zeigen, ist schwer zu verstehen. Natürlich muss sie in hohen Luftschichten stattfinden. In den bei heftiger aufsteigender Wirbelbewegung gebildeten Wolken bleiben die Tröpfchen lange in überkältetem Zustand flüssig, wenn die umgebende Temperatur schon weit unter Null gesunken ist. Barral und Bixio beobachteten bei einer Ballonfahrt am 27. Juli 1850 in einer Wolke, die 1950 m über dem Boden anfang, dass die Temperatur in 3300 m Höhe unter Null und bei etwa 6000 m auf  $-10^{\circ}$  C. sank. Erst in dieser Höhe traten Eisnadeln und Schnee an Stelle der Tröpfchen in der Wolke auf. Bei sehr heftigen aufsteigenden Bewegungen der Luft können ohne Zweifel noch dickere Wolken, als die genannte 4000 m mächtige, aus überkälten Wassertröpfchen bestehen.

In dem Cirro-Stratus-Schirm befinden sich Eisnadeln. Kommen diese durch Wirbelbewegungen mit überkälten Tropfen in Berührung, so scheidet sich Eis aus diesen teilweise aus und es entstehen gewöhnliche Graupelkörner, die ja einen grossen Teil des Niederschlages im Frühling oder in den Bergen ausmachen.

Solche Graupelkörner bilden auch den Kern der Hagelkörner. Um nun die weitere Ausbildung der grössten Hagelkörner begreiflich zu machen, muss man zwei Annahmen machen, erstens dass sie lange in der Luft schweben bleiben (oder langsam heruntersinken), zweitens dass elektrische Ladungen verschiedener Art eine starke Anziehung zwischen Regentröpfchen oder Schneekrystall und Hagelkorn hervorbringen. Was die erste Annahme betrifft, so kann man aus den Daten auf S. 641 berechnen, dass in einer Höhe von etwa 2000 m eine Windgeschwindigkeit in vertikaler Richtung von 14,5 m pro Sek. genügt, um eine Eiskugel von 1 cm Durchmesser schwebend zu erhalten. Für eine Eiskugel von dem vierfachen Durchmesser ist nur eine doppelt so grosse Geschwindigkeit nötig, für eine vom 16fachen Durchmesser (also 16 cm, wie die grössten Hagelkörner) eine 4 fache (d. h. 58 m pro Sek.). Es ist wohl kaum wahrscheinlich, dass so grosse Geschwindigkeiten wie die letzte in vertikaler Richtung vorkommen, schon die erste muss wohl als exceptionell betrachtet werden.

Wir können demnach auf diese Weise wohl nur die Existenz von Hagelkörnern von Haselnussgrösse verständlich machen. Solche können sich

in 2000—3000 m Höhe schwebend halten. Wenn sie weiter an Schwere zunehmen, so muss das geschehen, während sie herunterfallen und zwar spielen die elektrischen Ladungen dabei eine wesentliche Rolle. Die Hagelwetter zeichnen sich durch grosse Häufigkeit der elektrischen Entladungen aus (Colladon schätzte sie beim Hagelfall zu Genf am 7.—8. Juli 1875 auf 2 bis 3 in der Sekunde) und die Hagelkörner sind bisweilen so stark elektrisch geladen, dass sie phosphorescieren (dies wurde im selben Fall beobachtet). Dagegen ist der Donner schwach und häufig nicht hörbar. Alles deutet darauf hin, dass sich beim Hagelfall sehr starke elektrische Kräfte entwickeln, und die umgebenden Wassertropfen zu den fallenden Hagelkörnern hinziehen. Dadurch wird auch die Fallgeschwindigkeit geringer.

Klares Eis deutet auf Niederschlag von überkältetem Wasser auf das Hagelkorn; wenn Krystalle vorhanden sind, so ist das Gefrieren relativ langsam vorsichgegangen, besonders wenn sie gross sind wie in Fig. 244B. Milchweisse Eisabscheidung deutet auf eine Mischung von Wasser und Schneekrystallen, die sich abgesetzt hat.

Bei solchen Hagelkörnern, wie den in Fig. 244B dargestellten, muss die Fallzeit unerhört gross gewesen sein. Diese Art ist auch äusserst selten, die gewöhnlichste ist von derselben Sorte wie Fig. 244C, aber viel kleiner.

Hagelkörner, die zwei oder mehrere Kerne enthalten, sind nicht selten. Die undurchsichtigen Eisschollen sind nach Harting, der den Utrechter Fall genau untersuchte, aus kleinen Körnchen von 0,1—0,2 mm Durchmesser mit dazwischen liegenden Luftblasen zusammengeballt.

Die von Hagelstürmen verursachten Schäden sind häufig sehr gross. So soll ein Hagelwetter vom 13. Juli 1738 einen Schaden von 25 Millionen Franken verursacht haben.

Der Hagel ist (wie die Gewitter) in den polaren Gegenden sehr selten. Statt dessen fallen Graupeln wie bei uns im Winter. In gemässigten und subtropischen Ländern sind sie am gewöhnlichsten. In tropischen Landesteilen kommen sie auch bisweilen vor, speziell die mit grossen Körnern. Die meisten Hagelkörner schmelzen dort, bevor sie den Boden erreicht haben. Auf dem (nahe dem Äquator in Ecuador gelegenen) Antisana beobachtete man in 4000 m Höhe elf Hagelfälle in neun Monaten. Einige Gegenden scheinen besonders vom Hagel heimgesucht zu sein. Dazu gehören Steiermark und Kärnten und die Abhänge des Kaukasus. Die wärmeren und trockneren Landesstrecken scheinen öfters als die kälteren und feuchteren, das Land vor

den Mündungen der Gebirgsthäler häufiger als diese selbst und das Gebirge vom Hagel getroffen zu werden. Im Gebirge sind die Hagelkörner klein und gehen in Graupeln über. Boussingault beobachtete bei einer Reise in den Anden, dass die Hagelkörner, die oben ganz klein waren, immer grösser wurden, je tiefer er kam.

Die allgemeine Wetterlage bei Hagelstürmen ist nahezu dieselbe wie bei Gewittern und die Hagel sind als Begleiter der Gewitter anzusehen, die nur längs einer oder einiger sehr kurzen (meist 8 bis 10 km langen) Strecken der Gewitterfronten vorkommen.

Die Jahresperiode der Hagelwetter ist dieselbe wie die der Gewitter, nur ist der Frühling etwas hagelreicher, sodass häufig ein Maximum im Mai zu finden ist (Holland, Bayern, Sachsen). Die tägliche Periode ist ebenfalls ungefähr dieselbe wie die der Gewitter, aber noch etwas ausgeprägter. In Mittel-Europa treffen 27 Proz. der Hagelwetter zwischen 2 und 4 Uhr Nachm. ein (67 Proz. zwischen 12 und 6 Uhr Nachm.). Das Minimum fällt zwischen 2—8 Uhr Vorm. (4 Proz.).

Wetterschiessen. Wegen der grossen Schäden, welche die Hagelwetter anrichten, hat man sich bemüht, Mittel zu ihrer Verhinderung aufzufinden. Schon seit alten Zeiten glaubt man, durch heftige Erschütterung der Luft, wie durch starkes Läuten und Schiessen, einen günstigen Einfluss ausüben zu können. Versuche in dieser Richtung sind neuerdings in grossem Maassstab in Österreich, Italien, Frankreich und Amerika aufgenommen worden. Obgleich es nicht wahrscheinlich ist, dass selbst die heftigsten Luftererschütterungen an der Erdoberfläche in den Höhen — etwa 5 km und darüber —, wo die Hagelkörner sich bilden, irgend welche merkliche Wirkung haben können, wollte man wegen der hohen wirtschaftlichen Bedeutung diese Mittel doch nicht unversucht lassen. Man wollte den Luftwirbelringen, welche sich beim Abfeuern eines Geschosses bilden, eine besondere Wirkung zuschreiben; dieselben erreichen jedoch nur sehr mässige Höhen und keineswegs den Bildungsherd der Hagelschlossen.

Man richtete also in bestimmten Gegenden, die häufig von Hagelwetter heimgesucht werden, ein Netz von Schiessstationen ein, wo bei Anzeichen eines Hagelwetters Böllerschüsse abgefeuert wurden. In Italien waren nicht weniger als 9400 solche Stationen eingerichtet. Der Erfolg scheint jedoch nach der bisher beschafften Statistik sehr zweifelhaft zu sein; zur Beschaffung von mehr Versuchsmaterial werden die Versuche fortgesetzt. Dass in einzelnen Fällen (besonders in Österreich)

die Schiessversuche von Erfolg gekrönt zu sein scheinen, mag auf Zufall beruhen.

Nach einer Untersuchung von v. Bezold und Lachmann werden an den preussischen Schiessplätzen der Artillerie weniger Gewitter (20 bis 25 Proz.) beobachtet als in deren nächster Umgebung. Wenn diese Beobachtung sich bestätigte — es könnte z. B. an den Schiessplätzen der Donner des Gewitters bisweilen überhört werden —, so dürfte die Wirkung auf die starke Entwicklung von Rauchgasen an den Schiessplätzen zurückzuführen sein (vgl. S. 781).

Wasserhosen, Tromben und Tornados. Unter äusseren Umständen, welche denjenigen ähnlich sind, die Gewitter- und Hagelbildung begünstigen, entstehen bisweilen ausserordentlich lebhaft rotierende und häufig von elektrischen Erscheinungen begleitete kleine Wirbel, die eine gewaltsame mechanische, zerstörende Wirkung ausüben. Diese eng begrenzten Wirbel nehmen ihren Anfang unter einer Gewitterwolke, von der sie wie ein Zapfen oder Elefantenrüssel herunterhängen. Der Wirbel kann sich dann weiter ausbilden, sodass er die Erdoberfläche berührt, wo die Reibung ihn meistens erweitert. Der ausserordentlich niedrige Luftdruck im Centrum übt eine mächtige hebende, saugende Wirkung aus, die Wassermassen, Hausdächer, Bäume u. s. w. hebt und herum-schleudert.

Diese Wirbel entstehen am häufigsten über Wasserflächen (Fig. 245), wahrscheinlich, weil da die Reibung am geringsten ist und heissen dann Wasserhosen. Sie sind in den tropischen Gegenden am gewöhnlichsten; ihr Durchmesser beträgt nur wenige Meter, die Wassermassen steigen unter Bewegungen wie beim Kochen in spitzen schäumenden Massen empor und fallen nieder, sobald die saugende Mitte des Wirbels vorbeigeschritten ist.

Die Wassermassen sollen sich 4—8 m erheben können; wenn der Raum im Inneren der Wasserhose luftleer wäre, so würde die Spitze unter Atmosphärendruck etwa 10 m Höhe besitzen. Man sieht, wie stark der Druck in den Wasserhosen vermindert ist.

Von der Spitze löst sich Schaum oder Wasserstaub ab und steigt in noch grössere Höhen, sodass Wolken und Wasser meist kontinuierlich ineinander überzugehen scheinen. Die Wassertropfen in dem schlauchförmigen Teil der Wasserhose bilden sich teils infolge der aufsteigenden Bewegung der stark feuchten Luft, teils und wohl hauptsächlich direkt durch die starke Abkühlung und Kondensation, welche die heftige Ausdehnung von Atmosphärendruck auf den sehr niedrigen Druck im Inneren

der Wasserhose begleitet. Wenn die Wasserhose sich auflöst, so verschwindet zuerst ihr mittlerer Teil zwischen Wolke und Wasser. Die drehende und aufsteigende Bewegung ist wohl noch da, aber die Menge des kondensationsfähigen Wasserdampfes ist zu gering geworden, um den Wirbel noch sichtbar zu machen.

Trifft das untere Ende des Wirbelschlauches die feste Erdoberfläche, so entsteht eine Trombe oder Wettersäule. Statt Wasserstaub und Schaum füllen in diesem Fall Staub und vom Boden in die Höhe gerissene Gegenstände, wie Heu, Erde, Laub, Zweige u. s. w. den unteren Teil des

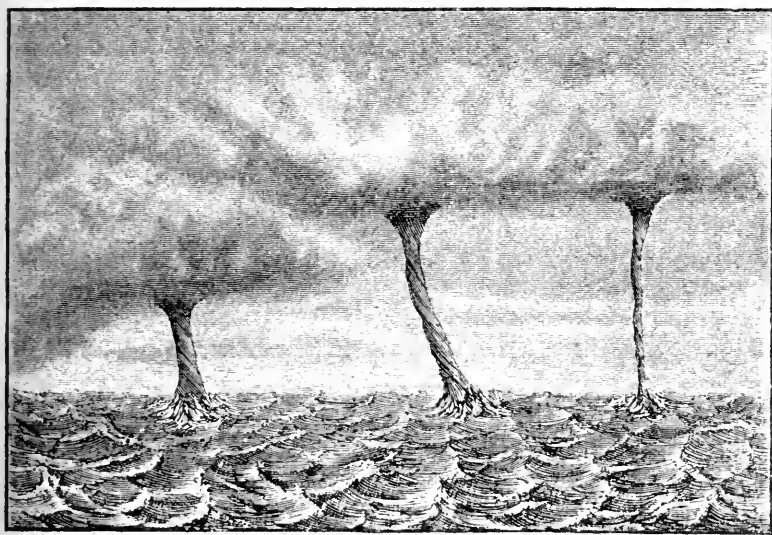


Fig. 245. Wasserhosen.

Wirbels. Tromben entstehen, wie die Wirbelgewitter, häufig in der Nähe von barometrischen Depressionen und der Sinn ihrer Drehung wird demzufolge meistens von der Erddrehung bestimmt, d. h. sie drehen sich auf der nördlichen Halbkugel von oben gesehen in entgegengesetztem Sinn wie die Zeiger einer Uhr. Diese Wirbel haben ihren eigentlichen Ursprung in den Wolken und dehnen sich von da bis zum Erdboden aus im Gegensatz zu den kleinen Staubwirbeln, welche bei starker Erwärmung des Erdbodens auf Strassen oder in den Wüsten entstehen und deren Drehungsrichtung bald nach der einen, bald nach der anderen Seite liegt. Warme, feuchte Luft ist jedenfalls für die Ausbildung der Tromben günstig. Wie die Gewitter geht die Trombe ihren

Weg unbeeinflusst von den Gebilden auf der Erdoberfläche. Sie kann dabei abwechselnd zur Erde hinunterreichen oder in der Luft enden. Wenn sie auch nicht sichtbar zur Erdoberfläche hinunterreicht, kann sie doch grossen Schaden anrichten, denn die wirbelnde Bewegung der Luft am Boden kann auch dann noch sehr heftig sein. Eine Abbildung einer solchen Trombe zeigt Fig. 246.



Fig. 246. Trombe vom 7. Okt. 1884 bei Catania.

Die Bahnen dieser Wirbel sind noch viel schmaler (ein bis einige hundert Meter) als diejenigen der Hagelwetter, was aus den eng lokalisierten verheerenden Wirkungen hervorgeht. Diese beruhen auf ihrer grossen Drehungsgeschwindigkeit, die 50, nach einigen Schätzungen sogar 100 m pro Sek. erreichen kann. Die Tromben sind in mittleren Breiten am häufigsten vertreten, sie können aber auch bis zu 60° n. Br. vorkommen, so sind in Schweden viele Tromben untersucht und beschrieben worden.

Sehr häufig sind sie in Nord-Amerika zwischen dem Felsengebirge und dem Alleghany-Gebirge und geben dort zu schweren Ver-

wüstungen Anlass, von denen die Zeitungen häufig Berichte mitteilen. Sie haben daselbst einen eigenen Namen „Tornados“ erhalten.

Sie treten bei mässigen südlichen Luftströmungen auf und werden von ausserordentlich heftigen Gewittern (nicht selten in Form von Kugelblitzen) und von Hagelfällen begleitet. Sie ziehen meistens (wie die Gewitter) von SW nach NE, mit einer Geschwindigkeit von im Mittel 40 km in der Stunde. Da sie einen Durchmesser von meistens weniger als 300 m besitzen, so ist ihre Zerstörungsarbeit gewöhnlich in weniger als einer halben Minute vollendet.

Ihre mechanische Arbeitsfähigkeit ist unglaublich gross, sie heben nicht nur Dächer ab, sondern heben sogar ganze Häuser mitsamt den Bewohnern in die Höhe, tragen sie weit (100 m) weg oder zerquetschen die Wände. Ein Wagen von 1600 kg wurde 18 m verschoben und über

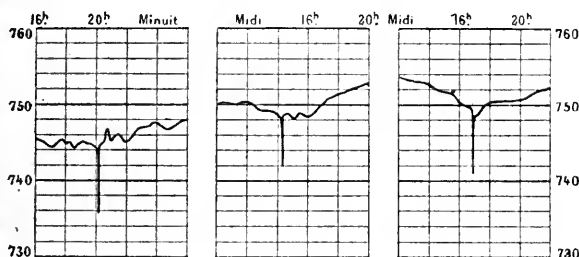


Fig. 247.

einen Zaun von 1,8 m geweht, ohne ihn zu berühren. Wegen des niedrigen Druckes im Wirbel platzen die Fensterscheiben und geschlossene Gefässe, bisweilen sogar die Häuser selbst. Das plötzliche Sinken des Barometers in der Mitte der Trombe ist dreimal beobachtet worden, zu Little-Rock, Arkansas, am 20. Okt. 1894, zu Paris am 10. Sept. 1896 und zu Asnières bei Paris am 18. Juni 1897. Das Barometer gab eine Senkung von 8 bis 10 mm an. In diesen Fällen waren wohl die Tromben sehr schwach (vgl. die drei Barogramme Fig. 247).

Sie bilden sich in dem südöstlichen Quadranten der Barometerdepressionen aus, wo nach neueren Untersuchungen ein stark labiles Gleichgewicht der Luftmassen leicht entsteht, und wo die Temperaturunterschiede zwischen der vorderen und der hinteren Seite der Cyklone stark ausgeprägt sind. Dies trifft nun viel häufiger in Amerika als in Europa ein, und dementsprechend sind die Tromben dort viel häufiger und kräftiger als hier. Sie sind jedoch in den Appalachen und dem

Felsengebirge, sowie in den nordöstlichen Staaten der Union sehr selten. Am gewöhnlichsten sind sie in Kansas.

Auf eine Million km<sup>2</sup> kommen sie nach Finley in folgender Anzahl pro Jahr vor:

Kansas 26, Missouri 20, Iowa 19, Nebraska 17, Indiana 14, Massachusetts 14, Alabama 13, Minnesota 12, Maryland, Ohio 11, Dakota, Louisiana und Wisconsin 10. In den ganzen Vereinigten Staaten kommen etwa drei verheerende Tornados pro Jahr vor.

Mehrere Tornados folgen häufig einander in nahezu derselben Bahn wie die Hagelwetter. Sie haben auch dieselbe jährliche und tägliche Periode, wie folgende Daten (in Prozent) zeigen.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1,2	5,0	8,4	17,2	18,6	15,7	12,7	8,1	6,3	2,3	3,0	1,5
0—2,	2—4,	4—6,	6—8,	8—10,	10—12,	12—14,	14—16,	16—18,	18—20,	20—22,	22—24
1,7	1,6	0,9	0,8	1,8	5,1	9,1	21,6	28,8	15,2	8,2	5,2

Die Geschwindigkeit der Luft im Tornado erreicht Werte von 45 bis 250, bisweilen sogar 450 m pro Sek. An der Lage der fortgeschleuderten Gegenstände erkennt man den Sinn der Drehung in den Tornados. Er ist immer derselbe wie in den Zyklonen.

Um der Lebensgefahr beim Tornado zu entgehen, baut man Tornadokeller, in welche man beim Herannahen eines Tornados sich zurückziehen kann.

Der jährlich durch Tornados in den Vereinigten Staaten verursachte Schaden wird zu etwa drei Millionen Dollars taxiert. Der Tornado vom 27. Mai 1896 zu St. Louis brachte Verluste von 12 Millionen Dollars und 308 Menschenleben mit.

Wie die Tromben überspringen häufig die Tornados grosse Strecken in ihrer Bahn, indem der trichterförmige Wirbel an diesen Stellen nicht zur Erde hinunterreicht. Bisweilen kann der Tornado sich bis zu den obersten Gipfeln der Bäume oder zu den Schornsteinen der Häuser hinunterstrecken, hier alles zerstören, die tiefer liegenden Gegenstände aber unversehrt lassen. Bei der Pariser Trombe hat man die eigentümliche Beobachtung gemacht, dass ihre Gewalt 20—25 m über dem Boden; wo sie die Hausdächer zerriss, viel grösser war, als in 58 m Höhe, wo sie das Dach von Tour St. Jacques unbehelligt liess.

Häufig vollführt der Tornadowirbel mehrere Schwingungen rechts und links von seiner mittleren Bahn, besonders in der ersten Zeit, wenn er die Erde erreicht hat. Die erste Schwingung geht immer nach links. Diese Schwingungen nehmen an Amplitude schnell ab.

Die meisten Tromben sind von einem eigentümlichen Geräusch begleitet, welches mit dem Rasseln von mehreren mit Eisenwaaren beladenen Wagen verglichen wird. Vielleicht rührt dieses Geräusch von den Stößen der in der Trombe aufgewirbelten festen Körpern her.

## XIV. Meteorologische Akustik.

Beugung der Schallwellen. Ebenso wie sich die Wasserwellen um einen isolierten Felsen herumbiegen, ebenso verhalten sich auch die Schallwellen. Zwar ist es leicht wahrzunehmen, dass hinter einem Hügel oder Gebäude auf der Vorderseite hervorgebrachte Töne nur schwach hörbar sind. Wenn aber die Töne kräftig genug sind, hört man sie auch hinter den dichtesten Hindernissen.

Ein auffallendes Beispiel dieser Eigenschaft des Schalles erzählt Tyndall, eine Explosion eines Pulvermagazines nahe am Dorfe Erith in England. Die Fensterscheiben der Häuser im Dorfe waren auf der zum Pulvermagazin gewendeten Seite und auf der abgewendeten fast gleich stark zerbrochen. Alle Fenster der Kirche waren nach innen eingebogen, indem die Bleirahmen dem Druck nachgegeben hatten.

Übergang des Schalles von einem Medium in ein anderes. Wenn man einen Laut unter Wasser hervorruft, z. B. eine Glocke läutet, so hört man sehr wenig davon in der Luft. Und umgekehrt dringen die Schallwellen, welche in der Luft entstehen, zu einem äusserst unbedeutenden Bruchteil in Wasser ein. Diese Frage ist von einer gewissen praktischen Bedeutung, denn die Fischerbevölkerung hat häufig die unrichtige Vorstellung, dass die Fische durch die Schallsignale der Lootsstationen vertrieben werden.

Um dies zu untersuchen, gehen wir von folgenden Annahmen aus. Eine Schallwelle möge eine Wasserfläche treffen. Die Geschwindigkeit des untersten Luftpartikelchens in vertikaler Richtung soll gleich derjenigen des angrenzenden obersten Wasserpartikelchens sein. Die Energiemenge der einfallenden Welle (aus der Luft) soll gleich der Summe der Energiemengen der gebrochenen und der reflektierten Welle sein.

Es sei  $\varphi$  der Einfallswinkel und  $\varphi^1$  der Brechungswinkel der Wellennormale (vgl. Fig. 248), so verhält sich nach der Wellenlehre:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi^1} = \frac{V}{V^1} = \frac{l}{l^1}$$

wenn  $V$  und  $V^1$ ,  $l$  und  $l^1$  die Geschwindigkeiten bzw. Wellenlängen des erregten Tones in den beiden Medien Luft und Wasser bedeuten. Bei  $0^\circ$  ist  $V = 330$  m pro Sek.,  $V^1$  nach den Messungen von Colladon und Sturm in Süßwasser gleich 1435 m pro Sek., nach denjenigen von Beudant für Salzwasser gleich 1500 m pro Sek.; im Mittel ist also  $V^1 = 1467$  m pro Sek., wonach  $V:V^1 = 4,35$ . Die Geschwindigkeit des Schalles im Wasser steigt stark mit der Temperatur. Sie ist nach Wertheim:

bei  $15^\circ$  C. 1437 m pro Sek.,

„  $30^\circ$  „ 1528 „ „ „

„  $60^\circ$  „ 1725 „ „ „

wächst also ungefähr wie die  $\frac{5}{4}$  Potenz der absoluten Temperatur.

Es seien weiter  $J$ ,  $R$  und  $G$  die mittleren Amplituden der Schallschwingungen in den einfallenden, reflektierten und gebrochenen Wellen, so folgt aus der ersten Bedingung über die Gleichheit der Geschwindigkeit, welche der Amplitude proportional ist:

$$(J + R) \cos \varphi = G \cos \varphi^1.$$

Die Energiemenge ist proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit, also auch dem Quadrate der Amplitude, und der Masse  $m$  innerhalb eines Raumes von der

Länge einer halben Wellenlänge und der Breite  $AB = AD \cos \varphi$  für die einfallende und reflektierte bzw.  $CD = AD \cos \varphi^1$  für die gebrochene Welle, sowie der für alle drei Wellen gleichen auf die Ebene des Papiers senkrechten Höhe  $g$ . Diese Grösse ist für den einfallenden Strahl:

$$m = \frac{1}{2} l \cdot g \cdot AD \cos \varphi \cdot d,$$

wenn  $d$  die Dichte der Luft bedeutet. Man erhält so:

$$J^2 \cdot l \cdot \cos \varphi \cdot d = l^2 l \cos \varphi d + G^2 l^1 \cos \varphi^1 d^1$$

wenn  $d^1$  die Dichte des Wassers darstellt, oder:

$$(J^2 - R^2) l \cdot d \cos \varphi = G^2 l^1 d^1 \cos \varphi^1.$$

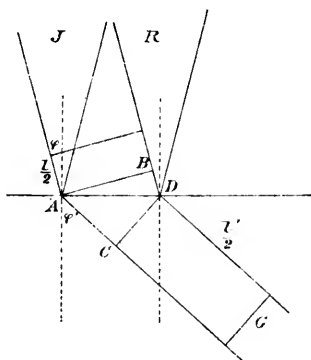


Fig. 248.

Durch zweimalige Division dieser Gleichung mit der ersten Bedingungsgleichung bekommt man, nachdem  $l:l' = \sin \varphi : \sin \varphi^1$ :

$$\frac{J - R}{J + R} = \frac{d^1 \operatorname{tg} \varphi^1}{d \operatorname{tg} \varphi}$$

oder, wenn dieser letzte Ausdruck gleich  $\frac{1}{\alpha}$  gesetzt wird:

$$-R:J = (1 - \alpha) : (1 + \alpha) = 1 - 2\alpha.$$

Diese letzte Gleichung ist genügend genau, denn:

$$\frac{d}{d^1} = \frac{1}{773} \text{ und } \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi^1} < \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi^1} \text{ folglich } \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi^1} < \frac{1}{4,35}$$

und also  $\alpha$  eine sehr kleine Zahl ( $< 1 : 3363$ ). Hieraus folgt:

$$R^2 = J^2 (1 - 4\alpha)$$

und:

$$J^2 - R^2 = J^2 \cdot 4\alpha.$$

Wenn  $J^2$  ein Maass der einfallenden und  $R^2$  ein Maass der reflektierten Schallstärke ist, so wird die Stärke der gebrochenen Schallwelle durch  $J^2 - R^2$  gemessen. Es ist das Verhältniss  $F$  dieser Grössen:

$$F = \frac{J^2 - R^2}{J^2} = 4\alpha = 4 \frac{d}{d^1} \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi^1} \cdot \frac{\cos \varphi^1}{\cos \varphi} = 0,001189 \sqrt{1 - 17,9 \operatorname{tg}^2 \varphi}$$

Die Energie der gebrochenen Welle macht also im Maximum, nämlich bei senkrechter Incidenz ( $\varphi = 0^\circ$ ) 0,12 Proz. der einfachen Welle aus. Die Beziehung zwischen dem Bruchteil  $F$  und  $\varphi$  geht aus folgende Tabelle hervor.

$\varphi = 0^\circ$	$5^\circ$	$8^\circ$	$10^\circ$	$12^\circ$	$13^\circ$	$13^\circ 17' 7''$
$\varphi^1 = 0^\circ$	$22^\circ 16'$	$37^\circ 15'$	$49^\circ 02'$	$64^\circ 42'$	$78^\circ 0'$	$90^\circ$
$10^4 \cdot F = 11,9$	11,1	9,6	7,9	5,2	2,5	0

Schallwellen, deren Normale einen grösseren Winkel als  $13^\circ 17' 7''$  mit der Normale der Begrenzungsfläche bilden, vermögen gar nicht in das Wasser hineinzudringen. Von der Schallmasse, welche nach unten sich von einer Schallquelle ausbreitet, befinden sich nur 2,65 Proz. in einer solchen Lage, dass ein Teil davon in das Wasser hineinzudringen vermag. Und von diesem Teil geht nur der sehr geringe Bruchteil

0,0008 auf das Wasser über, sodass von der ganzen Schallmasse nur 21,2 Milliontheile in das Wasser hineindringen. Man kann demnach wohl sagen, dass der Schall praktisch genommen vom Wasser total reflektiert wird.

Bei dem Übergang des Schalles aus Wasser in Luft liegen zwar die Verhältnisse nicht so ungünstig, aber doch dringt nur 0,06 Proz. der Schallmenge aus dem Wasser in die Luft ein. Auch in diesem Fall kann man von einer nahezu totalen Reflexion sprechen, obgleich etwa 30 mal weniger effektiv wie im vorhin besprochenen Fall.

Ganz anders dringt der Schall ins Wasser ein, wenn die Schallwellen aus einem Körper kommen, dessen Dichte von derselben Grössenordnung ist wie des Wassers selbst.

Wenn man z. B. mit einem Ruder gegen den Boden eines Kahn's stösst, so geht ein recht beträchtlicher Teil der Schallbewegung auf das Wasser über. Die Dichte der Hölzer liegt nämlich sehr nahe an 1 und die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles senkrecht zu den Jahresringen ist für Tannenholz ebenso gross wie für Süsswasser bei 10° C. In anderen Hölzern ist die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von derselben Grössenordnung. Die grösste Abweichung kommt bei Birkenholz vor (nach Messungen von Wertheim und Chevandier), das etwa 25 Proz. grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit besitzt. Die Fischer haben häufig bemerkt, dass bei einem solchen Stoss die Fische gleich fliehen, was zu ihrer unrichtigen, oben (S. 812) erwähnten Vorstellung geleitet hat.

Echo. Ebenso wie vom Wasser wird der Schall von der Erde, Felsen und Wolken reflektiert. Bisweilen können die an einer Stelle erregten Schallwellen ein oder mehreremal zum Ausgangspunkt reflektiert werden. Diese Erscheinung wird Echo oder Widerhall genannt. Manche Orte sind wegen ihres kräftigen oder mannigfaltigen Echos berühmt. So z. B. wiederholt ein Echo an den Ufern des Lago del Lupo über den Wasserfällen von Terni den Schall nicht weniger als fünfzehnmal. Wegen seiner Stärke ist das Echo am Lorelei-Felsen am Rhein berühmt, das 17—20 mal einen Pistolknall wiederholt. Das Echo zwischen den zwei Flügelgebäuden des Schlosses Simonetta bei Mailand giebt einen Pistolenschuss 60 mal wieder. Das Echo der Dunloe-Kluft bei Killarney in Irland ist ebenfalls Touristen wohlbekannt. Der Ton einer daselbst angeblasenen Trompete kommt in einer Reihe von Reflexionen zur Ausgangsstelle zurück. Der Ton wird immer sanfter und es macht den Eindruck, als wenn die Schallquelle sich immer weiter entfernte. In den Alpenländern sind berühmte Echos in grosser Zahl zu

finden. Unter denselben hebt Tyndall das Echo bei Rosenlauri besonders hervor. Berühmt wegen ihres Echos sind Koblenz, Grosse Gans bei der Bastei in der sächsischen Schweiz, Adersbach in Böhmen, Rosneath in Schottland und mehrere andere Orte.

Da etwa 0,2 Sek. zum Aussprechen einer Silbe nötig sind und der Schall etwa 340 m in 1 Sek. zurücklegt, so kann eine Wand in 34 m Entfernung ein einsilbiges Echo geben, eine 68 m entfernte ein zweisilbiges u. s. w., indem der Schall zum Hin- und Zurücklaufen 0,2 bzw. 0,4 Sek. nötig hat. Ein Echo im Park von Woodstock wiederholt 17 Silben bei Tag und 20 bei Nacht. Das Echo am Grabmal Cäcilia Metellas bei Rom vermag eine hexametrische Verszeile wiederzugeben.

Das eigentümliche und majestätische Rollen der Donnerschläge rührt von einer mehrmaligen Reflexion des Schalles an den Wolken und der Erde her. Eine Kanone, die auf freiem Feld bei heiterem Himmel abgefeuert wird, giebt einen kurzen, scharfen Knall. Befinden sich dagegen an dem Himmel Wolken, so hört man nach dem Schuss ein langsame leises Rollen.

Man hat auch die Wirkung von Reflexionen in Fällen vermutet, in welchen sie wahrscheinlich keine merkliche Rolle spielen. Wenn z. B. Schallerscheinungen, die man erwartet hatte (vgl. unten), ausblieben, so nahm man an, dass dieselben an den Grenzflächen verschieden dichter Luftschichten reflektiert seien. Da aber in diesem Fall, sowohl die Dichte wie die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von der einen Schicht zur anderen sehr wenig veränderlich ist, so scheint die Erklärung kaum stichhaltig zu sein.

Auch durch Schneeböen geht der Schall, so viel man nachweisen kann, ungeschwächt hindurch, wie Tyndall schon bemerkt hat. Ebenso bieten Nebelbildungen kein merkliches Hindernis der Ausbreitung des Schalles.

Folgen der Schallbrechung. Wie oben schon bemerkt, wird der Schall, ebenso wie das Licht, beim Übergang von einem Medium in ein anderes gebrochen. Ebenso erleidet der Schall eine Ablenkung in der Atmosphäre zufolge der ungleichen Temperatur der Luftschichten. Die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles hängt nicht von der Dichtigkeit der Luft, sondern nur von ihrer Temperatur ab und zwar wächst sie proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur. Wenn demnach, wie normal der Fall ist, die Luft unten wärmer wie oben ist, so beschreibt die Schallwelle keinen geraden Weg von einer in der Höhe befindlichen Schallquelle zum Boden, sondern verläuft in Bogenlinien,

wie die Fig. 249 andeutet. Da die Luft unten wärmer ist, wird der Schall fortwährend von der Normale weg gebrochen, sodass die nach unten gehenden Schallstrahlen eine nach oben konvexe Bahn beschreiben. In Punkten zwischen  $A$  und  $B$  wird der Schall vernommen, in Punkten dagegen, welche weiter entfernt sind als der Punkt  $B$ , wo die Fortpflanzungsrichtung des Schalles den Boden tangiert, vernimmt man keine Spur des von  $S$  ausgehenden Schalles. Man könnte glauben, dass eine horizontal sich fortpflanzende Welle, deren vertikale Wellenfront in der Figur 250 durch 1—2 bezeichnet werden möge, nicht gebrochen wird, da in konstanter Höhe die Temperatur gleich hoch ist. Während aber der obere Teil den Weg 1—3 beschreibt, geht der untere Teil in der wärmeren Luft den längeren Weg 2—4 (Fig. 250*b*). Da die Wellenfront immer senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung steht, so biegt sich diese wie Fig. 250*a* andeutet. Ähnliches gilt für das Licht, wie auch der Versuch lehrt.

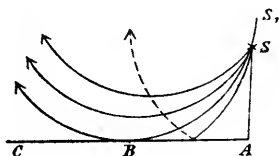


Fig. 249.

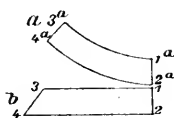


Fig. 250.

Der Punkt  $B$  ist offenbar um so weiter von  $S$  entfernt, je geringer der Temperaturunterschied der oberen und unteren Schichten ist. Weiter sieht man aus der Figur, dass wenn  $SS_1$  die Verlängerung des Schallstrahles  $SB$  ist, auch eine Schallquelle in  $S_1$  bei  $B$  vernehmbar ist. Es ist also die horizontale Entfernung des Punktes  $B$  von der Schallquelle um so grösser, je höher die Schallquelle liegt. Würde die Schallquelle in  $B$  liegen, d. h. gerade am Boden, so würde, theoretisch genommen, der Schall an keinem Punkt in derselben Horizontalebene gehört werden.

Diese Umstände sind in der Praxis von grosser Bedeutung. Man hat von Lootsstationen Schallsignale gegeben, welche auch von ganz nahe befindlichen Schiffen nicht gehört wurden. Man hat zur Vermeidung dieses Übelstandes vorgeschrieben, dass die Schallsignale von so hoch wie möglich gelegenen Stellen gegeben werden sollen. In dieser Hinsicht sind die Signale mit Raketen, die explodieren, am günstigsten. Glücklicherweise tritt dieser Fall vorzugsweise bei starker Sonnenstrahlung, wenn die Nebelsignale überflüssig sind, ein.

Bei sogenannter Temperaturinversion (vgl. S. 545) sind die Verhältnisse umgekehrt, indem die kältesten Schichten am Boden liegen. In solchen Fällen schmiegt sich der Schall dem Boden an und beschreibt einen Weg, der nach unten konkav ist. Man hört dabei nicht nur den direkt von der Schallquelle ausgehenden Schallstrahl, sondern auch reflektierte. Diese Temperaturverteilung ist für die Hörbarkeit des Schalles sehr günstig. Sie erscheint besonders häufig in der Nacht und im Winter bei unbedecktem Himmel, wobei die Strahlung den untersten Luftschichten ihre Wärme entzieht. Ein jeder hat wohl auch die Erfahrung gemacht wie deutlich der Schall unter solchen Umständen, besonders bei klarem frostigem Wetter, auch in grossen Entfernungen hörbar ist. Häufig ist man geneigt, diese Wirkung der Stille der Nacht allein zuzuschreiben. Dass aber diese Erklärung nicht zutrifft, kann man sehr gut aus einem schönen von Humboldt erzählten Beispiele ersehen. An einem Orte auf den Ebenen von Antures in Südamerika war das an eine starke Brandung erinnernde Getöse von den grossen Wasserfällen des Orinokoflusses bei Nacht, nicht aber bei Tag hörbar. Dort war aber der Tag viel ruhiger als die Nacht, wie gewöhnlich in den Tropen, wo das Tierleben in der Nacht erwacht. Zwischen den Fällen und dem Beobachtungsorte lag eine grosse Ebene mit vielen nackten Felsen, die am Tage durchgeglüht und in der Nacht durch Strahlung stark abgekühlt wurden. Diese Massen übertrugen ihre Temperatur auf die unteren Luftschichten. Das ist die leicht verständliche Ursache der Erscheinung.

Bei Temperaturinversion entsteht häufig eine Nebeldecke über der Erd- oder Wasseroberfläche. Daher rührt die Angabe, dass man häufig bei Nebel besser hört als bei klarer Luft.

Fortpflanzung des Schalles in bewegter Luft. Falls ein tönender Körper in ruhiger Luft sich einem Beobachter nähert, so ist das Dopplersche Prinzip anwendbar, der Ton erscheint höher (vgl. S. 28) als wenn die Tonquelle still steht. Umgekehrt verhält es sich falls die Tonquelle sich vom Beobachter entfernt, der Ton erscheint dann tiefer. Über diesen Gegenstand hat Buys-Ballot Versuche anstellen lassen, indem er einen Trompetenblaser auf einen Eilzug stellte welcher an einem Beobachter vorbeifuhr. Bei dem Vorüberfahren sank der Trompetenton bedeutend.

Eine ähnliche Beobachtung kann man leicht machen, wenn man in einem Zug an einer tönenden Signalglocke vorbeifährt. Nehmen wir an, die Geschwindigkeit des Zuges sei 16,5 m pr. Sek., eine gewöhnliche Eilzugsgeschwindigkeit, und die Schallgeschwindigkeit sei 330 m pr. Sek. (be-

0° C.), so sinkt die Tonhöhe beim Vorbeifahren im Verhältnis 10:9, d. h. um einen ganzen Ton.

Ist die Schallquelle in Ruhe und bewegt sich die Luft, so ändert sich die Schallgeschwindigkeit, die dann gleich der Resultante aus der Schallgeschwindigkeit in stillstehender Luft und der Geschwindigkeit der Luft selbst gesetzt werden kann. Zufolge dieser ungleichen Geschwindigkeit können an der Grenzfläche von zwei Luftschichten verschiedener Geschwindigkeit Brechungen und Reflexionen des Schalles stattfinden. Wenn z. B. die relative Geschwindigkeit der beiden Luftschichten 10 m erreicht und die eigentliche Schallgeschwindigkeit 330 m beträgt, so ist der Winkel ( $\alpha$ ) der totalen Reflexion bedingt durch die Gleichung:

$$\sin \alpha = \frac{330}{330 + 10}; \alpha = 86,8^\circ.$$

In Wirklichkeit ändert sich die Luftgeschwindigkeit meistens nicht sprunghaft, sondern wächst kontinuierlich vom Boden aufwärts.

Dann zeigen sich ganz ähnliche Erscheinungen wie bei Änderungen der Temperatur mit der Höhe und zwar entspricht eine Temperaturabnahme nach oben dem Fall, dass der Wind von dem Beobachter gegen die Schallquelle gerichtet ist. Es werden sich demnach die Wellen so umbiegen, wie oben in Fig. 249 angegeben ist. Wenn also der nach oben zunehmende Wind von der Schallquelle ab weht, befindet sich der Empfänger in einem Schallschatten, dagegen, wenn der Wind von der Schallwelle zum Beobachter hinfließt, werden die Schallwellen wie bei Temperaturinversion nach unten gebogen. Da eine Differenz der Windgeschwindigkeit von 10 m pr. Sek. ebenso stark wirkt wie eine Temperaturdifferenz von etwa 16° C., so sieht man ein, dass der Effekt des Windes denjenigen der Temperatur mehrfach übersteigen kann.

Der Schall ist daher sehr schlecht gegen, sehr gut aber mit dem Wind zu hören.

Spontane Schallerscheinungen. Unter diesen Namen versteht Günther, der neuerdings eine Monographie darüber geschrieben hat, Schallerscheinungen, welche nicht durch Organismen erzeugt werden. So z. B. rechnet Günther das Tönen der Dornen der afrikanischen Flötensakie (*Acacia fistulosa*) im Winde nicht zu den spontanen Schallerscheinungen, obgleich der Unterschied zwischen diesem Tönen und dem Säulen des Windes, das spontaner Natur ist, nicht sehr scharf zu be-

stimmen ist. Das Heulen des Windes beruht auf dem regelmässigen Austauen und Abfliessen der Luft an Gegenständen, gegen welche sie Reibung ausübt. Diese Erscheinung ähnelt der Tonbildung beim Reiben eines Korkes gegen eine Fensterscheibe sehr. Je heftiger der Wind ist, um so höher wird der erzeugte Ton, ungefähr wie beim Anblase einer Sirene. Bei schwachem Wind bleibt nur ein schwaches Säusen übrig, das im Laube des Waldes am deutlichsten wird.

Etwas anderer Natur sind die Geräusche und Töne, welche entstehen, wenn Sand über Dünen oder Wüsten hinwegtreibt. Es ist hier nicht mehr die Erzitterung der Luft, welche in erster Linie zu dem Geräusch Anlass giebt, sondern die Schwingungen, in welche die Unterlage (und vielleicht auch der Sand) durch die Reibung gerät. Solche tönende Sande sind an der Ostseeküste recht gewöhnlich, so auf Bornholm, auf der kurischen und frischen Nehrung, bei Heringsdorf, auf der Halbinsel Dars u. s. w. In den innerasiatischen und afghanistischen Wüstengebieten sowie in der West-Sahara und auf der Halbinsel Sinai sind solche Erscheinungen nach Mittheilungen von Reisenden stark entwickelt.

Von ähnlicher Entstehung ist das Geräusch und das Zischen, wenn Schneekörner über glatte Schneefelder streichen, welches den Glauben veranlasst haben soll, dass Nordlichter oft von einem knisternden Geräusch begleitet werden. Anderer Art sind die Schallerscheinungen beim Schlagen der Wogen gegen ein Felsenufer. In einigen Fällen (wie in der Fingalshöhle auf Staffa oder auf der dalmatinischen Insel Melad) verstärkt die Resonanz der Luft in unterirdischen Höhlen und in Klüften diese Geräusche so, dass ein heftiges Dröhnen und Knallen ertönt.

Von vielen Gegenden, besonders Küstengebieten, erzählt man, dass daselbst plötzliche dumpfe Knalle gehört werden, die einem entfernten Kanonendonner ähneln. Die Erscheinung geht an den Küsten unter dem Namen „Seeschiessen“. Dieselbe ist in Flandern, Perthshire (Schottland), Umbrien, Colorado, Guatemala, niederländisch Indien, an den Mündungen des Kongoflusses und des Ganges bekannt. Aber auch im Binnenland, wie in verschiedenen Alpengegenden der Schweiz, Südwestdeutschlands und Österreichs, kommen ähnliche Donnerschläge vor. In diesen Fällen ist man geneigt, Erdbebengeräusche anzunehmen. Das Seeschiessen wird häufig als das Geräusch der Brandung bei Einzelwellen (vgl. S. 445) angesehen.

Schliesslich wird nicht selten beobachtet, dass in abgeschlossenen Thälern, Wäldern oder in Felsenklüften musikalische Naturklänge vorkommen. Solche Fälle werden von der Sandalp (in den Glarner Alpen)

er Schwanbergeralp in Steiermark, Triberg im Schwarzwald und dem Froneckerthal im Hunsrück beschrieben. Meistens scheinen von dem Anschauen eines Baches bestimmte Töne durch Resonanz verstärkt zu werden.

Singende Felsen wurden von Humboldt an den Ufern des Orinoko, von Peschuel-Löschke in Deutsch-Südwestafrika aufgefunden. Als Ursache sieht man gewöhnlich das Zittern der durch Abschuppung entstandenen Gesteinsplatten (vgl. S. 344) bei der Reibung des Windes an.

In ähnlicher Weise hat man auch das „Singen“ der nördlichen der beiden g. Memnonstatuen auf dem thebanischen Nekropol erklärt. Man scheint während zweier Jahrhunderte (von Beginn unserer Zeitrechnung bis zu einer von Kaiser Septimius Severus veranstalteten Restauration der Statue) angenommen zu haben, dass um Sonnenaufgang dieser 10 m hohe Sandsteinkoloss Geräusche verursachte, die mit einem Singen verglichen wurden. Vielleicht befanden sich an der Statue Gesteinschuppen, die bei der Erwärmung durch die Sonne sich auf ihrer Unterlage verschoben und so klingende Geräusche hervorbrachten.

Die Luft- und Schallwelle nach dem Krakatau-Ausbruch. Der Schall des Krakatau vulkanes bei dem Ausbruch am 26. und 27. August 1883 wurde in so weiten Entfernungen von der Schallwelle wahrgenommen, wie wohl nie in historischer Zeit eine Explosion gehört worden ist. — Zum Vergleich möge angeführt werden, dass die Schützensalven bei der Leichenfeier der Königin Viktoria von England 10 km weit gehört wurden. O. Reynolds erzählt einen Fall von einer Flottenrevue zu Portsmouth, wobei der Donner 270 km weit vernommen wurde. — Der Schall, welcher dem einer heftigen Kanonade ähnlich geschildert wird, erreichte folgende Orte in folgenden Entfernungen vom Krakatau in Kilometern: Manila 2902, Dorey auf Neu-Gineea 3240, Alice Springs in Centralaustralien 3593, Perth in West-Australien 3060, Rodriguez 4775, Dutch Bay auf Ceylon 3311, Tavoy in Birma 2378. Die Linie, welche diese Punkte verbindet, schliesst eine annähernd elliptische Fläche ein, welche etwa ein Dreizehnteil der ganzen Erdoberfläche ausmacht. Die Angaben über die Ankunftszeit der Schallwelle an den innerhalb dieser Fläche gelegenen Punkten sind im allgemeinen zu ungenau, um daraus die Schallgeschwindigkeit zu berechnen. Jedenfalls scheint aus ihnen hervorzugehen, dass nach N, NE und NW der Schall sich viel langsamer ausgebreitet hat als nach W, SE und SW. Ferner liegt Krakatau nördlich von der Achse der genannten Ellipse, was anzudeuten scheint, dass

der Schall in nördlicher Richtung geschwächt worden ist. Dies kam von zwei Ursachen herrühren, nämlich von starken nördlichen Winden oder davon, dass der Erdboden nach Norden zu stark erwärmt war, die nach Süden gelegene Meeresoberfläche und das im Südosten liegende Australien relativ kühl waren, wodurch Ablenkung des Schalls von der Erdoberfläche nach Norden bzw. eine Konzentration nach Süden erfolgte. Kurz nach der Explosion zeigten die Barogramme der meteorologischen Stationen heftige Störungen im Luftkreis an, indem erst eine plötzliche Zunahme, dann eine tiefe Senkung des Luftdrucks eintrat mit zwei bis drei kleineren Oscillationen in der Zwischenzeit. Diese Unregelmässigkeiten wiederholten sich auf einigen Stationen bis zu siebenmal. Vier mal ging also die Luftwelle von Krakatau zum Beobachtungsort, das erste mal direkt, das zweite mal, als sie schon einmal die Erde umkreist hatte u. s. w. Drei mal kam die Schallwelle zum Beobachtungsort aus der entgegengesetzten Richtung.

Aus diesen Aufzeichnungen konnte man die Geschwindigkeit des Schalles und die Zeit der heftigsten Eruption berechnen. Diese wurde auf 10<sup>h</sup> morgens 27. Aug. (Krakatau-Zeit = 2<sup>h</sup> 57<sup>m</sup> Greenwich-Zeit) festgestellt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles wurde zu 314,2 m pr. Sek. im Mittel gefunden. Wegen der in höheren Luftschichten in den Tropen östlichen und in aussertropischen Gegenden westlichen vorherrschenden Richtung des Windes war die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht in allen Richtungen gleich. Sie war mit dem Wind 12 m grösser als gegen denselben, was eine mittlere gegen den Meridian senkrechte Komponente der Windgeschwindigkeit von 6 m pr. Sek. andeutet. Ferner war die Geschwindigkeit beim ersten Umlauf um die Erde bedeutend (etwa 6 m pr. Sek.) grösser als beim zweiten, bei dieser etwas grösser (um etwa 1,7 m) als beim dritten.

Aus der mittleren Schallgeschwindigkeit 314,2 m pr. Sek. berechnet sich nach der Formel:

$$314,2 = 331 \sqrt{1 + 0,00366 t}$$

die Temperatur  $t$  der von der Schallwelle betroffenen Luftschichten zu  $-27^{\circ}$  C. im Mittel (einer Höhe von etwa 8000 m im Mittel entsprechend).

## XV. Meteorologische Optik.

Die scheinbare Gestalt des Himmelsgewölbes. Es ist eine seit langer Zeit wohlbekannte Erscheinung, dass der Himmel uns nicht, wie es das natürlichste zu sein scheint, als eine über die Erdoberfläche gewölbte halbe Hohlkugel mit dem Mittelpunkt im Auge des Beobachters erscheint. Vielmehr erscheint er als ein stark abgeplattetes Gewölbe, das im Zenith dem Beobachter viel näher liegt als am Horizont.

Die Hauptursache dieser Erscheinung ist von Gauss gefunden. Sie ist physiologischer Natur. Wenn wir den Blick mehr oder weniger tieferwärts richten, sehen wir die Gegenstände mehr oder weniger verzerrt, in Vergleich mit ihrem Aussehen bei der gewohnten Blickrichtung geradeaus. Als Beispiel möge der Fall angeführt werden, dass man einen Menschen einmal auf einem 100 m hohen Turm, ein anderes mal in 100 m horizontaler Entfernung erblickt. Im ersten Fall erscheint er ausserordentlich viel kleiner als im zweiten, obgleich wir wissen, dass er in beiden Fällen gleich gross ist und unbewusst unser Urtheil durch diese Kenntniss beeinflussen lassen.

Allgemein bekannt ist auch, dass der Mond am Horizont viel grösser erscheint als am Zenith. Gauss bewies seinen Satz so, dass er durch Drehung eines Planspiegels die Richtung der Sichtlinie um Spiegelbild der Mondscheibe änderte. Obgleich in diesem Fall offenbar die physische Beschaffenheit des Bildes in keiner Weise verändert wurde, sah es um so grösser aus, je näher es am Horizont lag und um so kleiner, je näher es zum Zenith rückte.

Man kann sich von der scheinbaren Abplattung des Himmelsgewölbes in der Weise eine Vorstellung bilden, dass man den Punkt aufsucht, welcher scheinbar in der Mitte zwischen dem Zenith und dem Horizont liegt, und danach seine Winkelhöhe bestimmt. Solche Messun-

gen sind in grosser Menge von Reimann ausgeführt. Wenn uns der Himmel wie eine Halbkugel erschiene, so würde der gesuchte Punkt in der Mitte des Himmelbogens in  $45^{\circ}$  Höhe über dem Horizont liegen. Wegen der scheinbaren Abplattung ist die genannte Winkelhöhe viel niedriger — etwa zwischen  $20^{\circ}$  und  $30^{\circ}$  —, je nach den Umständen, wechselnd.

Daraus, dass die Winkelhöhe nicht immer gleich gross ist, kann man schliessen, dass nicht nur die obengenannte physiologische Hauptursache bei unserer Beurteilung wirksam ist, sondern dass auch andere Momente mitspielen.

Als Beispiel der Messungen von Reimann mögen folgende Werte des genannten Winkels angeführt werden:

bei völlig heiterem Tageshimmel . . . . .	22,4 <sup>0</sup>
„ „ „ Nachthimmel und Mondschein . . . . .	26,5
„ „ „ „ ohne „ . . . . .	29,9
bei Tag, ganz heiter . . . . .	22,5
„ „ , heiter . . . . .	21,8
„ „ , wolkig . . . . .	21,1
„ „ , ganz bewölkt . . . . .	20,5

Die Werte für den Tageshimmel schwankten zwischen  $19,7^{\circ}$  und  $25,3^{\circ}$ .

Unter der Annahme, dass das Himmelsgewölbe uns wie eine Kugelkalotte erscheint, hat Pernter das Verhältniss ( $V$ ) der scheinbaren Entfernung des Himmelsgewölbes in horizontaler und vertikaler Richtung, sowie den Halbmesser  $X$  dieser Kugelkalotte in der vertikalen Entfernung als Einheit berechnet. Er fand folgende Werte, wenn der Reimannsche Winkel gleich  $\alpha$  gesetzt wird:

$\alpha$	18	20	22	24	26	28	$30^{\circ}$
$V$	4,5	4,0	3,6	3,2	2,9	2,6	2,4
$X$	10,6	8,4	6,8	5,6	4,6	3,9	3,3.

Eine Folge hiervon ist, dass der Mond oder ein Sternbild am Horizont linear etwa 3,6 mal grösser erscheint als wenn er dem Zenith nahe steht.

Diese Überschätzung der Grösse von am Horizont befindlichen Gegenständen wird durch mehrere Umstände begünstigt. Die Luftperspektive, der blaue Dunst zwischen dem Beobachter und dem am

Horizont befindlichen Gegenstand veranlasst, dass man die Entfernung sehr viel höher taxiert, wie wenn der Gegenstand höher am Himmel steht und infolgedessen die zwischen ihm und dem Auge liegende Luftmasse geringer ist. Ferner befinden sich zwischen dem am Horizont gelegenen Gegenstand und dem Auge eine Menge von Objekten, wie Bäume, Berge u. s. w., deren wirkliche Grösse man kennt, die aber wegen der Entfernung einen sehr geringen Sichtwinkel einnehmen. Mit diesen vergleicht man nun das Himmelsobjekt und schliesst daraus, dass es eine bedeutende Ausdehnung besitzt. Bei höher am Himmel stehenden Gegenständen fehlt diese Orientierung, demzufolge ihre Dimensionen stark unterschätzt werden.

Dass der Nachthimmel, besonders wenn der Mond nicht scheint, stärker gewölbt erscheint als der Tageshimmel, beruht ohne Zweifel darauf, dass bei schwacher Beleuchtung die zur Schätzung der Grösse dienenden entfernten Gegenstände nicht sichtbar sind. Dass ein bewölkter Himmel als ein sehr flaches Gewölbe erscheint, beruht wohl darauf, dass die Wolken eine nahezu horizontale Decke bilden, und dass die Winkelgrösse der einzelnen Wolken, welche am ganzen Himmel ungefähr gleich gross sind, bei der Beurteilung der Entfernung mitspielt.

Ein kleiner Teil des wolkenfreien Himmels erscheint dem Auge meist als eine gegen die Sichtlinie senkrechte Fläche, bei bewölktem Himmel scheint diese Fläche sich der horizontalen Lage anzunähern.

Atmosphärische Refraktion. Wenn keine Luft über dem Erdoberboden läge, so wäre der Weg der Lichtstrahlen von einem Stern zum Auge eine gerade Linie. Die Lichtwellen gehen aber 1,000 294 mal langsamer in Luft von Atmosphärendruck und bei 0° als im leeren Raum. Die Verringerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist der Dichte der Luft proportional, so dass bei halbem Atmosphärendruck und 0° C. oder bei Atmosphärendruck und + 273° C. die Geschwindigkeit 0,001 47 mal kleiner als im leeren Raum ist.

Wir haben also hier ein ähnliches Verhalten, wie bei den Schallscheinungen, wenn die Luft unten kälter, oben wärmer ist. Die Lichtstrahlen müssen demnach eine Bahn beschreiben, die gegen den Erdoberboden überall konkav ist (Fig. 251). Die Sterne, welche gerade im Zenith (Z) stehen, erscheinen an derselben Stelle, wie wenn keine Refraktion stattfände, aber je näher am Horizont ein Stern gelegen ist, um grösser ist die Korrektion, welche an der beobachteten Höhe des Sterns über dem Horizont anzubringen ist, um seine wirkliche Höhe zu finden.

Zur Übersicht können wir uns die Atmosphäre, wie die Figur andeutet, in mehrere konzentrische Schichten einteilen, und innerhalb

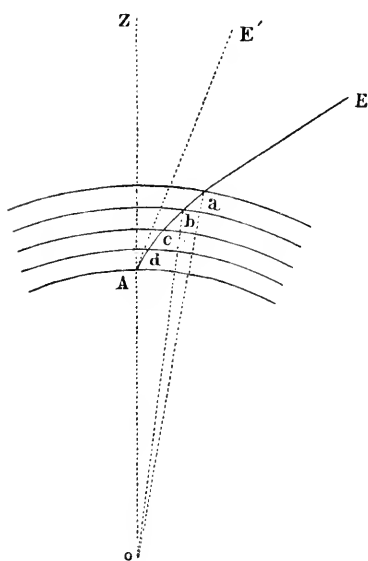


Fig. 251.

jeder Schicht die Lichtgeschwindigkeit als konstant ansehen. An der Grenze zwischen je zwei Schichten erleidet der Lichtstrahl eine kleine Brechung (in den Punkten  $a, b, c$  u. s. w.). Es bezeichne  $\varphi_0$  den Winkel ( $o a E$ ) zwischen dem Erdradius und der Strahlungsrichtung ausserhalb der Atmosphäre,  $\varphi_1$  den Winkel  $o a b$ . Dieser kann gleich  $180^\circ - o b a$  gesetzt werden, weil die Begrenzungen der Schichten als einander parallel anzusehen sind (mit anderen Worten, die Höhe der merklich brechenden Schichten ist gegen die Länge des Erddhalbmessers zu vernachlässigen). Es bezeichne ferner  $\varphi_2$  den Winkel  $o b c$  u. s. w., und zuletzt  $\varphi$  den Winkel, unter welchem der Strahl am Erdboden einfällt, so ist:

$$\frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi_1} = \frac{V_0}{V_1}; \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{V_1}{V_2}, \quad \dots \quad \frac{\sin \varphi_n}{\sin \varphi} = \frac{V_n}{V},$$

wenn  $V_0, V_1, \dots, V$  die entsprechenden Geschwindigkeiten des Lichtes auf den Wegstrecken  $Ea, ab, bc$  u. s. w. bedeuten.

Als Endresultat ergibt sich:

$$\frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi} = \frac{V_0}{V}$$

oder das Verhältnis zwischen  $\varphi_0$  und  $\varphi$ , der wirklichen und der beobachteten Zenithdistanz eines Sterns, ist von den Eigenschaften der dazwischen liegenden Schichten unabhängig. Folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Grösse der atmosphärischen Refraktion ( $\varphi_0 - \varphi$ ) bei 760 mm Druck,  $10^\circ \text{ C.}$  und 80 Proz. relativer Feuchtigkeit, welche Bedingungen ziemlich den mittleren Verhältnissen in Central-Europa entsprechen.

$\varphi$	$\varphi - \varphi_0$	$\varphi$	$\varphi - \varphi_0$
0°	0 "	60°	1' 40,6''
5	5,1	70	2 38,6
10	10,3	80	5 18,9
20	21,2	85	9 49,8
30	33,6	87	14 21,8
40	48,8	89	24 36,7
50	1' 9,3	90	35 24,2.

Die Astronomen benutzen ähnliche Tabellen, um die wahre Zenithdistanz  $\varphi_0$  aus der scheinbaren  $\varphi$  zu berechnen. Im Allgemeinen sucht man, soweit möglich, grossen  $\varphi$ -Werten zu entgehen, die die Beobachtungen unsicher machen.

Bei astronomischen Berechnungen ist die oben gemachte Annahme, dass die konzentrischen Schichten als planparallel angesehen werden können, nicht immer genügend genau. Wenn sehr grosse Genauigkeit erstrebt wird, muss man deshalb die Dichte der Atmosphäre in verschiedenen Höhen kennen, weshalb dieser Gegenstand für die Astronomie sehr wichtig ist.

Am Horizont beträgt die atmosphärische Refraktion 35'. Infolgedessen bleibt die Sonne eine kurze Zeit sichtbar, nachdem sie, geometrisch genommen, schon unter den Horizont gesunken ist. Am Äquator sind es etwas mehr als zwei Minuten. Je schräger die Bahn der Sonne gegen den Horizont liegt, um so länger ist die genannte Zeit. Die Refraktion bewirkt auch, dass etwas südlich vom Polarkreis die Sonne während des längsten Tages scheinbar nicht unter den Horizont sinkt.

Wie aus dem Obenstehenden ersichtlich, wächst die atmosphärische Refraktion mit der Dichte der Atmosphäre. Bei genügend dichter Atmosphäre würde sie demnach so gross werden können, dass die Krümmung eines horizontal verlaufenden Lichtstrahls gleich der Krümmung der Erde würde. Ein Beobachter, welcher unter solchen Umständen in horizontaler Richtung ausschaute, würde seinen eigenen Rücken sehen (falls er einen genügenden Sichtwinkel einnähme), indem die Sichtlinie sich längs eines grössten Kreises der Erde biegen würde. Die Erdoberfläche würde ihm infolgedessen wie eine nach allen Richtungen unendlich ausgedehnte flache Scheibe erscheinen. Ein über das Meer segelndes Boot würde nie unter den Horizont verschwinden. Wenn die Refraktion, d. h. die Dichte der Atmosphäre, noch grösser wäre, so würde sich die Erdoberfläche wie eine konkave Schale darstellen, in

deren Mitte der Beobachter stünde. Ein abseigelndes Schiff würde sich scheinbar zum Rand der Schale hinaufbewegen, anstatt unter dem Horizont zu sinken.

Nach der Ansicht vieler Astronomen besitzen die Atmosphären der Sonne und der grössten Planeten eine genügende Dichte, um eine derartige Erscheinung zu ermöglichen. Die Schmidtsche Sonnentheorie ist auf eine solche Annahme begründet.

Es stelle in Fig. 252 der schraffierte Teil  $PP$  die Begrenzung der Photosphäre dar. Ausserhalb liegen die durchsichtigen Gasmassen, die ohne Schraffierung gezeichnet sind und die in merklicher Menge bis zum äusseren Kreisbogen  $GG$  vorkommen mögen.

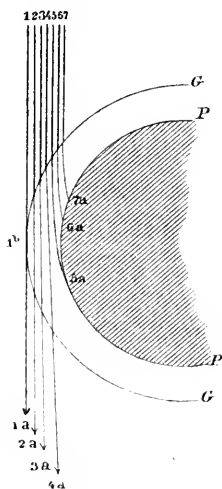


Fig. 252.

Denken wir uns jetzt ein Bündel von parallelen Strahlen 1 bis 7, den Sonnenrand treffend. Der Strahl 1, welcher  $GG$  nur streift, wird nicht merklich abgelenkt. Der Strahl 2 dringt ein wenig in  $GG$  ein, er wird etwas abgelenkt, die Strahlen 3 und 4 noch mehr. Schliesslich kommt ein Grenzstrahl, der so stark abgelenkt wird, dass er die undurchsichtige Photosphäre trifft (Strahl 5—7).

Denken wir uns jetzt den Gang der Strahlen umgekehrt und Fernrohre mit ihren Achsen dem Strahlenbündel parallel in 1 bis 7 aufgestellt. Wenn keine Sonnenatmosphäre vorhanden wäre, würde erst das Fernrohr bei 7 Strahlen von der Photosphäre erhalten. Jetzt sieht man zufolge der

Brechung in der Sonnenatmosphäre die Photosphäre  $PP$  schon im Fernrohr bei 5, oder richtiger in einem Fernrohr zwischen 4 und 5. Eine Folge der Strahlenbrechung ist demnach, dass die Photosphäre  $PP$  grösser erscheint, als sie in Wirklichkeit ist. Ein Strom von etwas dichterem oder weniger dichtem Gas in der Nähe von  $5a$  kann eine relativ starke Änderung im Verlaufe des Lichtstrahles 5 hervorrufen. Infolgedessen können plötzlich ganz neue Teile der Oberfläche des Sonnenkörpers zum Vorschein kommen. Schmidt, Wilczynsky, W. H. Julius und Andere wollen auf diese Weise die Protuberanzen mit ihren monströs grossen Bewegungen als eine Art Zerrbilder erklären. Da aber solche Protuberanzen gerade sehr häufig in den obersten dünnen Schichten der Sonnenatmosphäre ausserhalb  $1b$  vorkommen, hat diese Erklärungsweise wenig Anklang gefunden (vgl. S. 110).

In der Luft findet ausser der Lichtbrechung eine Farbenzerstreuung, Dispersion, statt. Es sei der Einfachheit halber  $AA_1$  (Fig. 253) die obere Grenze des als überall gleich dicht angenommenen Luftmeeres,  $EE_1$  die Erdoberfläche, so sieht ein Beobachter bei  $B$  ein violettes Bild des Sternes  $S$  in der Richtung  $BT$ , ein rotes in der Richtung  $BR$ . Das violette Licht wird von der Luft wie von den meisten Medien stärker gebrochen als das rote. Der Winkel  $VBR$  ist ein Maass der Grösse der Dispersion. Sie ( $\Delta$ ) beträgt nach Montigny bei der scheinbaren Zenithdistanz ( $\varphi$ ):

$\varphi = 50$	70	80	$90^\circ$
$\Delta = 1$	2	5	$29''$ .

Sie ist etwa 70 mal geringer als die atmosphärische Refraktion. Wie gering der Winkel  $VBR$  ist, erhellt daraus, dass die Strahlen  $VB$  und  $RB$  erst in einer Entfernung von 460 m von  $B$  um 1 cm von einander liegen.

Das unbewaffnete Auge sieht deshalb die Sternbilder nie zu spektralfarbigem Linien ausgezogen; mit einem guten Fernrohr kann man aber diese Erscheinung wahrnehmen, wenn der beobachtete Stern sehr tief steht.

Das Funkeln und Zittern der Sterne. Wenn man einen Stern mit blossen Auge betrachtet, ist seine Lichtstärke häufig in kurzer Zeit stark veränderlich. Der Stern funkelt oder scintilliert. Das zeigt sich besonders dann, wenn nach trockenem Wetter Wasserdämpfe sich in der Luft ausbreiten, weshalb die Seeleute ein starkes Funkeln der Sterne als ein Vorzeichen von Niederschlag ansehen.

Während die nahe dem Zenith stehenden Sterne nur ihre Lichtstärke verändern, durchlaufen die niedriger stehenden, weniger als  $45^\circ$  vom Horizont entfernten Sterne gleichzeitig die ganze Farbenskala, und zwar fand Respighi, dass die Spektra östlicher, d. h. aufsteigender funkelnder Sterne Veränderungen der Lichtstärke erleiden, die vorwiegend vom violetten Ende des Spektrums zum roten Ende fortschreiten, während die Veränderungen der westlichen hinuntersinkenden Sterne von Rot sich meistens gegen Violett hinbewegen.

Wenn man einen Stern durch ein Fernrohr mit kleiner Objektöffnung betrachtet, steht er nicht still, sondern oscilliert unruhig

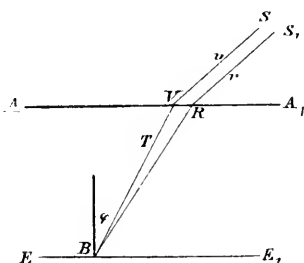


Fig. 253.

hin und her. In Fernröhren mit grösseren Objektivöffnungen verschwindet, wie schon Newton bemerkte, diese eigentümliche Bewegung, welche auch mit blossem Auge bemerkt werden kann. Auch der Rand des Mondes oder der Sonne zittert, besonders wenn diese Himmelskörper nahe am Horizont stehen. (Vielleicht hat die Beobachtung dieser Erscheinung zu dem Volksglauben Anlass gegeben, dass die Sonne am Weihnachtstage „springt“ oder „tanzt“.) Die Planeten zeigen Spuren von Funkeln, besonders, wenn sie nahe am Horizont stehen; aber jedenfalls ist ihr Funkeln ausserordentlich viel schwächer als dasjenige der Fixsterne. Das Funkeln ist auch an kleinen Sonnenbildern, z. B. in einem entfernt stehenden Konvexspiegel sehr deutlich. Die Scintillation ist am Tag bedeutend stärker als in der Nacht, so dass dergleiche Beobachtungen eines entfernten Sonnenbildes von Exner zum Studium der Erscheinung empfohlen werden.

Das Funkeln der Sterne erhöht die Pracht des Sternhimmels sehr. Es ist in den Tropen viel schwächer als in mittleren Breiten.

Es ist viel über diese Erscheinung geschrieben worden und mehrere Theorien darüber aufgestellt, z. B. von Arago und Montigny. Die einfache Erklärung von Karl Exner, wonach diese Erscheinung auf der Brechung des Lichtes beruht, hat aber die anderen verdrängt.

Die Luft ist nämlich nie vollkommen homogen. Wenn man einen Gegenstand durch die warme Luft, welche aus einem Schornstein oder an einer besonnten Wand aufsteigt, betrachtet, so scheint er heftig in den Luftschlieren zu zittern. Obgleich nun die nachts in der Luft vorkommenden Schlieren unvergleichlich viel schwächer sind, so vermögen sie doch wie Konvex- oder Konkav-Linsen zu wirken und ein von einem Stern stammendes Lichtbündel von parallelen Strahlen in ein schwach konvergentes oder divergentes Bündel zu verwandeln. Im ersteren Falle erscheint der Stern einem von dem Bündel getroffenen Auge heller, im zweiten Falle schwächer wie gewöhnlich (wenn das Licht parallel ist).

Solche Schlieren ziehen fortwährend durch die Luft. Dadurch erscheint der beobachtete Stern abwechselnd heller und dunkler, je nachdem die Schliere sammelnd oder zerstreuend wirkt. Exner hat die Breite dieser Schlieren gemessen. Wenn eine Schliere vor einem Teil des Objectives eines Fernrohrs liegt, so wird das Bild des Sternes im Fernrohr verschoben. Exner stellte einen langen Spalt vor das 12-zöllige Objectiv eines Fernrohrs, dessen Ocular ein wenig eingeschoben war, so dass ein spaltförmiges Bild des Sternes entstand. Dieses

Bild schlängelte sich in unregelmässigen Windungen. Hätte eine Schliere alle Teile beeinflusst, so würde der Spalt gerade geblieben und nur zur Seite verschoben worden sein. Aus der Länge der Windungen schätzte er den Abstand zwischen je zwei Schlieren zur Grössenordnung 10 cm.

Hieraus ist auch ersichtlich, warum das Bild eines Sternes in einem grossen Fernrohr nicht zittert. Vor dem Objektiv liegen nämlich eine grosse Anzahl von Schlieren, die in ungleichen Richtungen wirken. Das Bild des Sternes wird demnach ruhig bleiben, aber nicht ganz punktförmig, sondern mit zum Rande abnehmender Helligkeit erscheinen. In den tieferen Schichten der Luft sind die Schlieren am kräftigsten entwickelt, daher funkeln tiefstehende Sterne relativ stark. Aus demselben Grunde, der das Funkeln bei grossen Fernrohren vermindert, funkeln die Planeten nur sehr wenig und nur, wenn sie tief stehen. Die Strahlen von verschiedenen Teilen ihrer Scheiben liegen so weit auseinander, dass sie verschiedene Schlieren durchlaufen.

Nur die niedrig stehenden Sterne funkeln in Farben. Bei diesen sind nämlich die Wege der blauen und roten Strahlen so weit von einander getrennt, dass andere Schlieren auf die roten Strahlen wirken als auf die blauen.

Das Respighische Phänomen erklärt sich folgendermaassen. Nehmen wir an, es befinde sich eine Schliere in der Luft etwas höher (mehr nach links, z. B. bei  $T$  in Fig. 253) als der violette Strahl  $BV$ .  $S$  erhebt sich über den Horizont, der violette Strahl  $BV$  passiert dabei erst  $T$ , danach läuft  $BR$  durch  $T$ . Die Veränderung der Helligkeit verschiebt sich also in der von Respighi angegebenen Richtung. Die scheinbare Geschwindigkeit von  $BV$  in der Nähe von  $T$  erreicht in diesem Fall, wenn  $BT$  1000 m beträgt und  $B$  am Äquator gelegen ist, für einen Stern in der Äquatorialebene etwa 7 cm pr. Sek., und ist übrigens der Entfernung  $BT$  proportional. Diese Geschwindigkeit addiert sich zu der Windgeschwindigkeit, welche bisweilen in entgegengesetzter Richtung wirkt. Deshalb gilt die von Respighi gefundene Regelmässigkeit nur in den meisten, aber nicht in allen Fällen.

Auch eine Einwirkung der Windrichtung auf die Scintillation der Sonne oder des Mondes hat Exner konstatiert. Wenn  $abeda$  den Sonnenrand darstellt (Fig. 254) und der Wind nach  $X$  gerichtet ist, so scintilliert der Sonnenrand nicht bei  $d$  und  $b$ , dagegen stark bei  $a$  und  $c$ . Dies scheint darauf hinzudeuten, dass die Schlieren in der Windrichtung ausgezogen sind.

Bei Tag ist die Luft viel weniger gleichmässig als bei Nacht. Ferner ist die Luft in den Tropen viel gleichmässiger als in den gemässigten Zonen, woraus das schwächere Funkeln bei Nacht und in den Tropen erklärt wird.

**Kimmung, Luftspiegelung.** In den arktischen und nördlichen Meeren ist häufig, besonders in der Frühsommerzeit oder am Morgen, die Luft dicht über dem Wasser stark abgekühlt im Vergleich zu den höher liegenden Luftschichten. Das Licht geht dann in den höheren Luftschichten geschwinder als in den niedrigen dichteren. Infolgedessen beschreibt der von einem Gegenstande *a* (Fig. 255) ausgehende nahezu horizontale Lichtstrahl *ab* einen nach unten konkaven Bogen *abcdefg* (das Licht geht immer den zeitlich kürzesten Weg). Ein Beobachter in *g* sieht demnach den Gegenstand *a* nach *a'* gehoben. Die Lichtwellen verhalten sich in diesem Fall wie die Schallwellen bei Temperaturinversion (vgl. S. 848). Es kann soweit gehen, dass die Erdoberfläche dem Beobachter wie eine flache Schale erscheint, in deren Grunde er sich befindet, wie die Schmidtsche Sonnentheorie für die

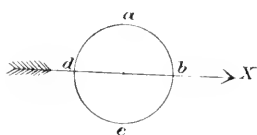


Fig. 254.

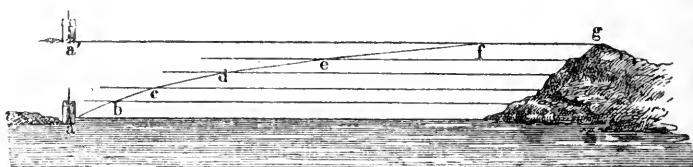


Fig. 255.

tieferen atmosphärischen Schichten auf Jupiter und der Sonne verlangt. Der Horizont scheint gehoben. Diese Erscheinung wird **Kimmung** genannt.

Hier spielt eine andere Erscheinung hinein, welche Budde untersucht hat. Die am Horizont gelegenen Gegenstände scheinen in der Luft zu schweben und werden teilweise gespiegelt. Dies hängt von einer Reflexion an der Wasseroberfläche und nicht in der Luft ab. Wird eine Wasserfläche von kleinen Wellen getrübt, so reflektiert sie das helle Himmelslicht und sieht deshalb blank aus. Bei sehr flachen Wellen liegt die Entfernung, in welcher diese Erscheinung hervortritt, sehr weit weg und nahe am Horizont. In dieser Entfernung erscheinen die Wellen

alle als sehr klein und sind deshalb nicht einzeln sichtbar, sondern geben nur einen Totaleindruck. Sie wirken, wenn sie sehr flach sind, wie ein matter Spiegel. Ragt eine grosse Felsenmasse aus diesen Wogen heraus, so spiegelt sie sich in dem Auge näher gelegenen Wellen und man erhält einen Eindruck, welcher in der Fig. 256 dargestellt ist. Ohne

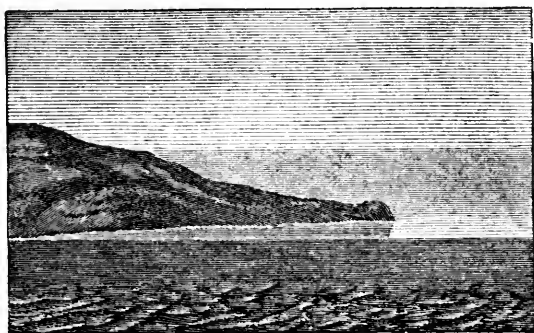


Fig. 256.

Kimmung ist der blanke Rand ganz schmal, ist dagegen der Horizont gehoben, so sieht man ein viel grösseres blankes Feld, welches der Kimmung das charakteristische giebt. Die untere Begrenzung des blanken Feldes ist viel schärfer markiert als die obere. Man glaubt deshalb, dass der Horizont (Grenzlinie zwischen Luft und Wasser) an dieser unteren Grenze und nicht an der oberen liegt und die entfernten Gegenstände scheinen in der Luft zu schweben.

In solchen Fällen kann bisweilen die Grenze zwischen den oberen leichteren und den unteren dichteren Schichten so scharf sein, dass schräg einfallende Strahlen eine Spiegelung erleiden. Eine solche Erscheinung stellt Fig. 257 dar. Bisweilen können sogar doppelte Spiegelungen vorkommen. Derartige Spiegelungen sollen in arktischen Gegenden besonders häufig zu beobachten sein. Scoresby hat mehrere solche Beobachtungen im grönländischen Meer gemacht. Da der Blick bei der Beobachtung sehr entfernter irdischer Gegenstände einen langen Weg durch schlierige Luft in der Nähe der Erdoberfläche beschreibt, so

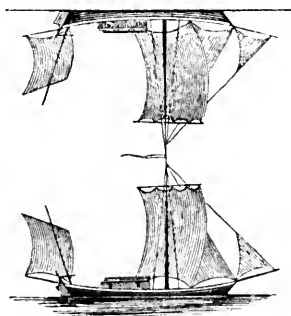


Fig. 257.

zeigen die Gegenstände bei der Kimmung und Luftspiegelung häufig eine Art Scintillation. Sie sind unruhig, zitternd und verzerrt, bisweilen in die Breite, bisweilen in die Höhe ausgezogen.

Diese Erscheinung hat in ihrer ausgeprägtesten Form den Namen *Fata morgana* erhalten. An den süditalienischen und sicilischen Küsten, besonders an der Strasse von Messina, erscheinen nicht selten in der Luft in grosser Entfernung Gebäude, Strassen, Waldungen, Landschaften, deren Anblick unaufhörlich wechselt. Die Bevölkerung hat stets ein lebhaftes Interesse für diese feenhaften Erscheinungen gezeigt; welche deshalb auch weit bekannt sind. Ähnliches zeigt sich bisweilen auch in unseren Gegenden, besonders da, wo zwei Ufer durch eine nicht allzu schmale Wasserfläche getrennt sind, und bringt die Phantasie der Zuschauer in lebhafte Bewegung. Kimmungen sind im westlichen Teil der Ostsee recht gewöhnlich, auch am Genfer und Bodensee, sowie über dem schwedischen See Wetteren, dessen kühles Wasser bekannt ist. Bisweilen können sie sich zu Luftspiegelungen entwickeln.

Gewissermaassen entgegengesetzter Art sind die Luftspiegelungen, welche in der Wüste und naheliegenden Ländern, wie z. B. Egypten und Abyssinien vorkommen, und deren Erklärung von Monge vor mehr als hundert Jahren gegeben wurde. In diesen Gegenden erhitzen sich bisweilen durch die heftige Sonnenstrahlung die Erdoberfläche und die ihr nächstliegenden Luftschichten ganz enorm. Entfernte Gegenstände wie Hügel, welche aus dieser heissen Luftschicht hinaufragen, werden einerseits direkt gesehen, andererseits sieht man ihr Spiegelbild an der Grenze der erwärmten Luftschicht (vgl. Fig. 258). Ebenso spiegelt sich der Himmel an derselben Schicht. Die Hügel am Horizont scheinen deshalb aus einem Meer emporzuragen, in dessen Oberfläche sie sich spiegeln, und der Unkundige glaubt an der nahen Küste Erholung von der Wüstenhitze finden zu können. Wenn er aber vorwärts eilt, weicht der See immer vor ihm zurück. Dieser Täuschung waren die Soldaten der napoleonischen Expedition in Egypten ausgesetzt, was Monge zum Aufsuchen einer Erklärung der Erscheinung (1798) veranlasste.

Mitunter kommt es vor, dass die spiegelnde Grenzfläche zwischen den beiden Luftschichten vertikal ist. Dann erhält man Bilder wie in einem gewöhnlichen, vertikal aufgehängten Spiegel. Ein solcher Fall wurde im September 1818 von Soret und Jurine beobachtet, wobei Schiffe auf dem Genfer See Spiegelbilder gaben, welche alle Bewegungen der Schiffe nachmachten, nur in entgegengesetzter Richtung.

Die Luft über dem Hauptteil des Sees war stark von der Sonne erwärmt, während das Ufer und die angrenzenden Gegenden des Sees im Schatten lagen und deshalb kälter geblieben waren. Die nächstliegenden Luftschichten nahmen die Temperatur des Wassers an, und eine scharfe vertikale Begrenzung zwischen warmen und kalten Luftmassen in der Nähe der Wasserfläche entstand.

Das Gleichgewicht der Luftmassen muss in solchen Fällen sehr unstabil sein und in der That sind sie äusserst selten beobachtet worden.

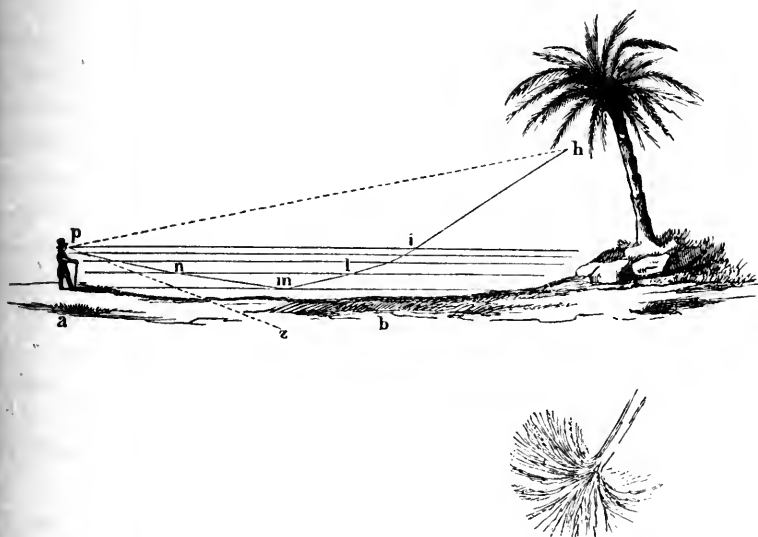


Fig. 258.

Der Regenbogen. Seit den ältesten Zeiten hat — wie z. B. die assyrischen Inschriften und der biblische Bericht von der Sintfluth zeigen — die prachtvolle Farbenerscheinung, welche Regenbogen genannt wird, die Aufmerksamkeit der Menschen angezogen. Eine physikalische Erklärung dieser Erscheinung wurde erst von De Dominis, Bischof von Spalatro gegeben, und durch Cartesius und Newton entwickelt, dessen Darstellung wir im Folgenden in der Hauptsache folgen.

Es sei in Fig. 259  $SA$  ein Sonnenstrahl, welcher einen Regentropfen, dessen Mittelpunkt  $M$  ist, unter dem Einfallswinkel  $i$  trifft. Derselbe wird nach dem Eintritt in den Tropfen gebrochen, so dass er den Brechungswinkel  $MAB = r$  bildet und verfolgt den Weg  $AB$ . In  $B$  wird er teilweise nach  $C$  reflektiert, wo er unter dem Einfallswinkel  $MCB =$

$MBC = MBA = MAB = r$  ankommt, und unter dem Brechungswinkel  $i$  austritt.

Die totale Richtungsänderung  $X_1$  des Strahles durch diese zwei Brechungen und einmalige Reflexion ist:

$$X_1 = BAN + (180^\circ - ABC) + NCB$$

oder:

$$X_1 = i - r + 180 - 2r + i - r = 180 + 2i - 4r.$$

Wäre der Strahl nicht einmal, sondern  $m$  mal an der Oberfläche des Tropfens reflektiert, so erhielte man eine Ablenkung  $X_m$ , die gleich wäre:

$$X_m = 2(i - r) + m(180 - 2r) = m \cdot 180 + 2i - 2(m + 1)r.$$

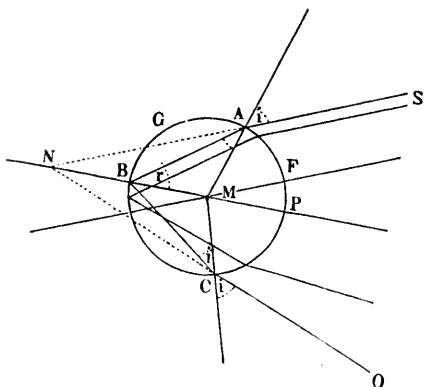


Fig. 259.

Wenn die Reflexion  $m$  mal vor sich geht, so entsteht dadurch ein sogenannter Regenbogen der  $m$ :ten Ordnung. Der Regenbogen erster Ordnung oder der sogenannte Hauptregenbogen möge zuerst untersucht werden.

Der Wert von  $X_1$  ist für verschiedene Strahlen sehr verschieden und bei einem bestimmten Brechungsindex nur von dem Einfallswinkel  $i$  abhängig. Nehmen wir als Beispiel den Brechungsindex  $n = 1,3300$ , was

dem Rot ( $\lambda = 716 \mu\mu$  bei  $17^\circ,5$ ) entspricht, so erhalten wir folgende, einem bestimmten  $i$ -Wert entsprechende  $r$ - und  $X_1$ -Werte:

$i =$	$r =$	$X_1 =$
$0^\circ$	$0^\circ$	$180^\circ$
10	$7^\circ 30'$	170
20	$14^\circ 54'$	$160^\circ 24'$
30	$22^\circ 5'$	$151^\circ 40'$
40	$28^\circ 54'$	$144^\circ 24'$
50	$35^\circ 10'$	$139^\circ 20'$
60	$40^\circ 37'$	$137^\circ 32'$
70	$44^\circ 57'$	$140^\circ 12'$
80	$47^\circ 46'$	$148^\circ 56'$
90	$48^\circ 45'$	165

$X_1$  sinkt von  $180^\circ$  bei  $i=0$  auf ein Minimum  $137^\circ 30'$  für  $i=59^\circ 37'$  und steigt dann wieder, anfangs langsam, später geschwinder, auf nahezu den anfänglichen Betrag ( $165^\circ$  bei  $i=90^\circ$ ). Die von der Sonne einfallenden parallelen Strahlen divergieren demnach stark nach dem Austritt aus dem Tropfen. Jedoch ist die Divergenz bei verschiedenen Einfallswinkeln sehr verschieden und Strahlen, welche einen Einfallswinkel von nahezu  $59^\circ 37'$  besitzen, werden sehr nahe parallel austreten und zwar unter einer Abweichung  $137^\circ 30'$ . Wenn man also eine Himmelsgegend betrachtet, die etwa  $137^\circ$  von der Sonne entfernt ist, d. h. etwa  $43^\circ$  von der Verbindungslinie Sonne—Auge auf der entgegengesetzten Seite wie die Sonne liegt, so wird man ein starkes Maximum von rotem Licht im Winkel  $137^\circ 30'$  bzw.  $42^\circ 30'$  bemerken. Nach aussen ist die Grenze ganz scharf, da keine Strahlen unter einem grösseren Winkel als  $42^\circ 30'$  das Auge erreichen. Folglich wird man einen roten Lichtkreis auf der von der Sonne abgewandten Seite sehen, dessen Durchmesser  $42^\circ 30'$  beträgt. Da rotes Licht unter kleineren Winkeln als  $42^\circ 30'$  sichtbar ist, so hat dieser Ring nach Innen keine scharfe Begrenzung, obgleich die Lichtstärke dahin schnell abnimmt.

Dass bei diesem Winkel das Minimum der Ablenkung liegt, ersehen wir leicht durch eine Differentiation des  $X_1$ -Wertes, welche giebt:

$$dX_1 = 2di - 4dr = 0 \text{ (beim Minimum).}$$

Nun ist:

$$\sin i = n \sin r,$$

wo  $n = 1,33$ . Daraus folgt:

$$\cos i \, di = n \cos r \, dr.$$

Verglichen mit dem vorletzten Ausdruck giebt dieser:

$$\frac{di}{dr} = 2 = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

oder nach Quadrierung:

$$\frac{4}{n^2} = \frac{\cos^2 r}{\cos^2 i} = \frac{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}}{1 - \sin^2 i}$$

oder gelöst in Bezug auf  $\sin i$ :

$$\sin i = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}},$$

voraus für  $n = 1,33$ ,  $\sin i = 0,8626$ ,  $i = 59^\circ 37'$   $r = 40^\circ 26'$   $X_1 = 137^\circ 30'$ .

Dies gilt nun für die Strahlen im äussersten Rot ( $\lambda = 716 \mu\mu$ ). In ähnlicher Weise findet man für die Strahlen im äussersten Violett ( $\lambda = 404 \mu\mu$ ,  $n = 1,343$ ) den Winkel des Lichtmaximums bei  $i = 58^\circ 50'$ ,  $r = 39^\circ 35'$ ,  $X_1 = 139^\circ 20'$  (bezw.  $40^\circ 40'$ ).

Wenn demnach die Sonne keine merkliche Winkelausdehnung besässe, sondern wie ein Stern als punktförmig angesehen werden könnte, so würde der Regenbogen aus einem kreisförmigen, aussen roten, innen violetten Rand von  $42^\circ 30' - 40^\circ 40' = 1^\circ 50'$  Breite bestehen, dessen äusserer Durchmesser  $85^\circ$  betragen würde. Nun hat die Sonne selbst eine Ausdehnung von  $32'$ ; infolgedessen sind die Spektralfarben des Regenbogens nicht rein, sondern mischfarben, ausgenommen an dem roten Rand; der violette Rand ist stark mit weiss gemischt (vgl. oben S. 837). Die Breite des Bogens erscheint dadurch etwas grösser, nämlich gleich  $2^\circ 22'$ .

Ausser dem Hauptregenbogen beobachtet man häufig den Regenbogen zweiter Ordnung, welcher als ein äusserer Bogen, dessen Farben in umgekehrter Richtung des Hauptregenbogens liegen, diesen umgiebt. Für diesen finden wir:

$$X_2 = 2 \cdot 180 + 2i - 2(2 + 1)r = 360^\circ + 2i - 6r.$$

In diesem Fall beobachtet man eine Minimiablenkung, indem für

$i = 40^\circ$	$r = 28^\circ 54'$	$(2i - 6r) = -93^\circ 24'$
$60^\circ$	$40 \ 37$	$-123 \ 42$
$70^\circ$	$44 \ 57$	$-129 \ 42$
$80^\circ$	$47 \ 46$	$-126 \ 36.$

Diese Ziffern gelten für Rot ( $n = 1,33$ ). Den roten Teil des Regenbogens zweiter Ordnung würde man demnach bei etwa  $50^\circ 18'$  von der Sichtlinie zur Sonne auf derselben Seite wie den ersten Regenbogen sehen, einem  $i$ -Werte von etwa  $70^\circ$  entsprechend.

Zur genaueren Bestimmung des betreffenden  $i$ -Wertes erhalten wir in derselben Weise wie oben:

$$\frac{di}{dr} = m + 1 = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

$$\sin i = \sqrt{\frac{(m+1)^2 - n^2}{(m+1)^2 - 1}}$$

Für  $m = 2$ , und  $n = 1,33$  wird:

$$\sin i = \sqrt{\frac{9 - 1,769}{8}} = 0,9507, i = +71^\circ 56', r = 45^\circ 38', X_2 = -129^\circ 56'.$$

Für  $n = 1,343$ , d. h. äusserstes Violett erhält man:

$$\sin i = 0,9484, i = 71^{\circ} 31', r = 44^{\circ} 55', X_2 = -126^{\circ} 28'.$$

Man sieht demnach das Rot unter einem Winkel von  $50^{\circ} 4'$ , das Violett unter einem Winkel von  $53^{\circ} 32'$  im Regenbogen zweiter Ordnung. Derselbe erscheint folglich als ein aussen violettes, innen rotes, kreisförmiges Band von  $3^{\circ} 28'$  Breite, zu denen noch  $32'$  wegen der Ausdehnung der Sonne kommen. Nur der innere rote Saum hat reine Farbe.

Zwischen dem ersten und zweiten Regenbogen liegt eine Zone von etwa 7 Graden, wohin keine in den Regentropfen gebrochene Lichtstrahlen gelangen.  $42^{\circ} 30'$  ist nämlich ein Maximalwinkel, für die Lichtstrahlen des ersten Regenbogens  $50^{\circ} 4'$  ein Minimalwinkel für das Licht des zweiten Regenbogens. Das Gebiet zwischen den beiden Regenbogen erscheint demnach wie ein  $7^{\circ}$  breiter dunkler Kreis. Dagegen ist der Himmel nahe dem inneren Rande des ersten (inneren) und dem äusseren Rande des zweiten (äusseren) Regenbogens ziemlich hell. Der zweite Regenbogen ist viel matter als der erste. Dies rührt von mehreren Umständen her, wovon der hauptsächlichste ist, dass beim zweiten Regenbogen eine zweimalige Reflexion stattfindet, wobei grosse Lichtmengen verloren gehen.

Es ist nämlich die Intensität ( $R$ ) des reflektierten Lichtes, wenn als Einheit die Stärke des einfallenden Lichtes genommen wird:

$$R_1 = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} \text{ bzw. } R_2 = \frac{\text{tg}^2(i-r)}{\text{tg}^2(i+r)}.$$

Die gebrochene Lichtmenge wird durch:

$$B_1 = 1 - R_1; B_2 = 1 - R_2$$

dargestellt.

Die mit 1 indizierten Ausdrücke gelten für Licht, das in der Einfallsebene, die mit 2 indizierten dagegen für Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist. Natürliches Licht kann als zur Hälfte aus jeder dieser Gattungen bestehend betrachtet werden. Da  $R_1$  immer grösser ist als  $R_2$ , so wird einfach reflektiertes Licht hauptsächlich in der Einfallsebene polarisiert sein. Dasselbe gilt für das Licht des Regenbogens, wie die unten stehenden Ausdrücke zeigen. Biot zeigte auch, dass das Licht der beiden Regenbogen in einer Ebene teilweise polarisiert ist, die durch das Auge, Beobachtungspunkt und Sonne

geht, also in der Einfallsebene. Gebrochenes Licht ist dagegen senkrecht zu dieser Ebene teilweise polarisiert ( $B_2 > B_1$ )

Führen wir die Rechnung mit folgenden Daten aus:

$$\begin{array}{ll} \text{für den ersten Regenbogen (1) } i = 59^\circ 13'; r = 40^\circ & \\ \text{,, ,, zweiten ,, (2) } i = 71^\circ 43'; r = 45^\circ 46' & \end{array}$$

und bemerken, dass das nicht reflektierte Licht gebrochen wird, so erhalten wir folgende Lichtstärken ( $L_1$  und  $L_2$ ) im Regenbogen (1) und (2):

$$L_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{(0,8888)^2 (0,1112)}{(0,9968)^2 (0,0032)} + \right\} = 0,0443 + 0,0016 = 0,0459$$

$$L_2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{(0,7545)^2 (0,2455)^2}{(0,9359)^2 (0,0641)^2} + \right\} = 0,0171 + 0,0018 = 0,0189$$

Der erste Teil in den letzten beiden Ausdrücken repräsentiert das in der Einfallsebene polarisierte Licht. Er ist 27,6 bzw. 9,5 mal grösser als der zweite Teil, welcher das senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Licht darstellt. Hieraus ist ersichtlich, dass das Regenbogenlicht nahezu vollkommen in der Einfallsebene polarisiert ist. Biot glaubte eine vollkommene Polarisation beobachtet zu haben. Ausserdem verhält sich die Lichtmenge, welche einen Einfallswinkel von  $71^\circ$ — $72^\circ$  zu derjenigen, welche einen Einfallswinkel von  $59^\circ$ — $60^\circ$  besitzt, wie 1:1,48. Das Regenbogenlicht verteilt sich ferner im zweiten Regenbogen auf eine zweimal grössere Breite und 1,2 mal grössere Länge. Als Schlussergebnis erhalten wir, dass die Lichtstärke des ersten Regenbogens zu derjenigen des zweiten sich verhält wie 8,6:1.

Noch schwächer werden die Regenbogen höherer Ordnung. Von diesen fallen ausserdem der dritte und der vierte auf dieselbe Seite wie die Sonne, wo das diffuse Tageslicht so hell ist, dass die Regenbogen darin verschwinden. Der fünfte Regenbogen fällt wiederum wie der erste und zweite auf die von der Sonne gewendete Seite des Himmelsgewölbes, seine Stärke ist aber äusserst gering. Babinet hat jedoch diesen und andere Regenbogen noch höherer Ordnung (bis zur vierzehnten) beobachtet. Er liess dabei ein Bündel Sonnenlicht durch ein kreisförmiges Loch eines Fensterladens auf eine Glaskugel fallen.

Da die ersten beiden Regenbogen einen Winkel von  $41^\circ$  bzw.  $52^\circ$  mit der Verbindungslinie Auge—Sonne bilden, so sind sie nicht sichtbar, wenn die Sonne mehr als  $41^\circ$  bzw.  $52^\circ$  über dem Horizont steht. Der Regenbogen ist deshalb am Äquator zwischen 9<sup>h</sup> V. M. und 3<sup>h</sup> N. M.

nicht sichtbar. Auch bei uns kommt er meist in den Morgen- und Abend-Stunden vor. Je niedriger die Sonne steht, desto grösser ist das vom Regenbogen eingenommene Bogenstück, vorausgesetzt, dass Regentropfen in allen Richtungen vorhanden sind. Beim Sonnenauf- oder Untergang erscheint er für einen Beobachter mit freiem Horizont wie ein Halbkreis. Beobachter auf Schiffsmasten, Türmen, Bergen oder anderen isolierten, hoch gelegenen Plätzen können grössere Bogenstücke sehen, bisweilen den ganzen Kreis. Dasselbe gilt, wenn die wirksamen Wassertropfchen sich ganz nahe vor dem Beobachter befinden wie bei Springbrunnen, Wasserfällen u. s. w.

Regenbogen können sich im Wasser spiegeln oder von dem Spiegelbild der Sonne herrühren. Auch die Mondstrahlen können Regenbogen hervorrufen. Die Farben derselben sind sehr schwach, der rote Saum ist häufig noch gerade sichtbar, sie geben daher nahezu einen weissen Lichteindruck.

An der violetten Seite der beiden ersten Regenbogen, besonders im obersten Teile des ersten Regenbogens, sieht man häufig eine Anzahl sogenannter sekundärer Bogen, welche dem Hauptbogen konzentrisch verlaufen. Sie liegen ganz nahe am Hauptbogen und bestehen aus schmalen grünlich, bläulich oder rötlich gefärbten helleren oder dunkleren Bogenstücken.

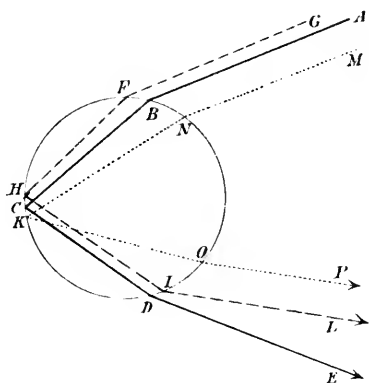


Fig. 260.

Die Erklärung dieser Erscheinung wurde von Young gegeben. Es sei in Fig. 260  $ABCDE$  der Strahl, welcher den grössten Ablenkungswinkel besitzt (für rotes Licht  $42^{\circ}30'$ ). Auf beiden Seiten von  $B$  fallen Strahlen bei  $F$  und  $N$  ein, welche weniger abgelenkt werden als der Strahl  $AB$ . Von diesen sind es zwei, sagen wir  $GF$  und  $MN$ , welche gleich stark abgelenkt werden und deshalb parallel ( $IL$  und  $OP$ ) ausgehen und vom Auge des Beobachters zusammengebrochen werden.

Zwischen diesen beiden Strahlen herrscht ein bestimmter Gangunterschied, welcher eine gerade oder ungerade Zahl von halben Wellenlängen erreichen kann. In diesem Fall verschwindet die Lichtwirkung, in jenem wird sie verdoppelt. Das Licht, welches unter einem kleineren Winkel als  $DE$  das Auge trifft, d. h. unter dem Hauptregenbogen liegt,

wird deshalb ganz nahe am Regenbogen, wo der Gangunterschied Null ist, verstärkt erscheinen, etwas tiefer wird der Gangunterschied ein halbe Wellenlänge ausmachen, es wird ein dunkler Bogen erscheinen. Noch etwas tiefer tritt wieder Verstärkung und dann wieder Verdunkelung ein. Konzentrisch innerhalb des Hauptbogens liegen deshalb abwechselnd helle und dunkle Bogen.

Der Gangunterschied beruht auf dem Wegunterschied der beiden interferierenden Strahlen im Wassertropfen. Je grösser der Tropfen ist, um so grösser wird auch der Gangunterschied bei gleichen Einfallswinkeln von  $GF$  und  $MN$ . Hieraus folgt, dass bei grossen Tropfen die sekundären Bogen dichter aneinander liegen müssen wie bei kleineren Tropfen, was von der Erfahrung bestätigt wird.

Da das Licht der Sonne nicht einfarbig ist und die Sonne eine Flächenausdehnung besitzt, sind die dunklen und hellen Bänder aus Mischfarben zusammengesetzt und unscharf. Die roten, grünen und blauen Farbennuancen machen sich in diesem Farbenspiel am meisten geltend. In einiger Entfernung von dem Hauptregenbogen werden die Farben zu verwaschen, als dass eine scharfe Wahrnehmung der sekundären Bogen möglich wäre. Diese Bogen sind am schärfsten unter dem höchsten Punkte des Hauptregenbogens entwickelt. Bisweilen werden sie auch ausserhalb des zweiten Regenbogens, besonders am Scheitelpunkt desselben, wahrgenommen.

Airy, welcher diese Erscheinung genau analysiert hat, betrachtet sie als eine Art Diffraktionserscheinung. Es ist ihm gelungen, auf diese Weise eine ausreichende Darstellung derselben zu geben, auf welche hier nicht näher eingegangen werden kann.

Ebensowenig wie die sekundären Regenbogen kann der „weisse Regenbogen“, welcher bisweilen beobachtet worden ist, aus der Cartesiussehen Regenbogentheorie erklärt werden. Dagegen erweist er sich, wie Pernter gezeigt hat, als eine direkte Folgerung der Airyschen Theorie, und wird von ihm als ihr bester Beweis angesehen.

Der weisse Regenbogen hat aussen einen gelblichen oder orangefarbenen Saum, innen einen bläulichen, besteht aber sonst aus einem weissen Band. Sein Halbmesser ist viel geringer als derjenige des ersten Regenbogens. Er wurde z. B. von der schwedischen Expedition nach Spitzbergen 1882 — 83 bei mehreren Gelegenheiten beobachtet und einmal wurde der Halbmesser gemessen: Es erschienen drei Bogen innerhalb einander. Der äusserste erstreckte sich von  $41^{\circ}4'$  bis  $37^{\circ}19'$ .

der zweite mit dem ersten gleichzeitige von  $35^{\circ}24'$  bis  $33^{\circ}34'$ , der innere, der erst später erschien, von  $32^{\circ}55'$  bis  $31^{\circ}25'$ .

Bei einer Beobachtung von Mr. Connel auf Ben Nevis erschienen zwei weisse Regenbogen, deren Halbmesser  $41^{\circ}22' - 36^{\circ}36'$  und  $34^{\circ}40' - 32^{\circ}20'$  waren. Weiter hat Riggenbach im Nov. 1897 einen solchen Regenbogen gesehen, dessen Halbmesser  $42^{\circ} - 34^{\circ}$  betrug.

Pernter hat gezeigt, dass solche Regenbogen auftreten müssen, wenn die Wassertröpfchen einen Halbmesser von weniger als  $0,025\text{ mm}$

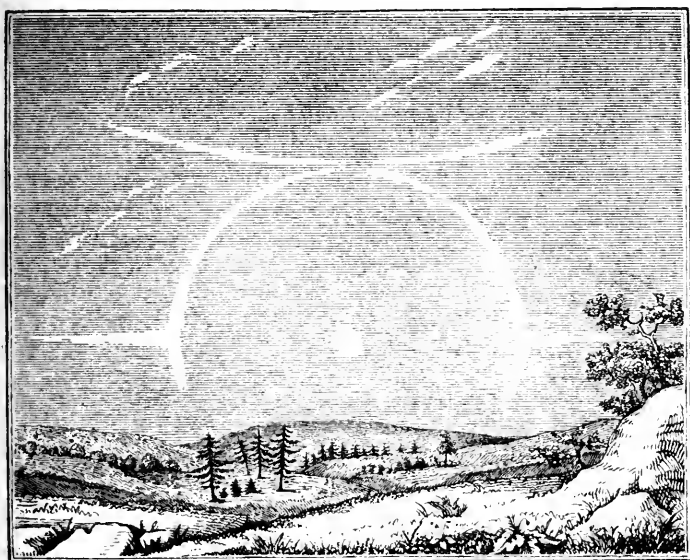


Fig. 261.

besitzen. Er hat solche Regenbogen auch künstlich mit Hilfe von Zerstäubern dargestellt. Sie kommen nie bei Regen, sondern nur bei Nebel vor, und sind häufig von Glorienerscheinungen begleitet. Aus den Dimensionen der Regenbogen berechnete Pernter den Halbmesser der Tröpfchen in den beiden erstgenannten Fällen zu 25 bzw.  $20,7\text{ }\mu$ . Für den letzten Fall berechnete Riggenbach die entsprechende Grösse zu  $14\text{ }\mu$  ( $1\text{ }\mu = 0,001\text{ mm}$ ).

Ringe und Kreuze um Sonne und Mond. Man bemerkt bisweilen und speziell in kälteren Gegenden oder Jahreszeiten, regelmässige helle gerade oder kreisförmige Linien um die beiden am meisten leuchtenden Himmelskörper (Fig. 261). Die gewöhnlichste Erscheinung

dieser Art hat die Form eines Kreises, mit einem Halbmesser von etwa  $22''$ . Derselbe ist innen rot, aussen bläulich gefärbt und ist häufig von einem horizontalen und einem vertikalen Durchmesser durchquert. Etwa doppelt so weit von dem Himmelskörper erscheint bisweilen ein zweiter heller Kreis von derselben Färbung wie der erste. Wo die Durchmesser die beiden Kreise schneiden, ist die Lichtstärke grösser, diese Stellen werden Nebensonnen bzw. Nebenmonde genannt. Auf dem gerade der Sonne gegenüber liegenden Punkte des horizontalen Durchmessers sieht man bisweilen eine helle Stelle, die sogenannte Gegen Sonne. (Dagegen giebt es keine Angabe über eine Beobachtung des Gegenmondes.) Über oder unter den beiden Kreisen sieht man bisweilen Kreisbogen, die die Kreise berühren und im Gegensatz zu diesen ihre Konkavität von der Sonne (Mond) abwenden.

Diese Lichterscheinungen sind meistens nur zum Teil entwickelt. Die gewöhnlichsten sind die Nebensonnen auf dem horizontalen Durchmesser. Einige Fälle von reicher Entfaltung der Erscheinung sind aufgezeichnet. So z. B. sah Hevelius im Jahre 1661 sechs Nebensonnen. Beim sogenannten Petersburger Phänomen, 29. Juni 1790, beobachtete man die zwei Kreise, vier Kreisbogen und sechs Nebensonnen. Die Ringe werden häufig mit einem von Aristoteles stammenden Namen als Haloen bezeichnet. Diese Erscheinung ist nicht so selten, wie man glauben möchte. So beobachtete Overhoff in Harlem im Jahre 1896 100 mal Haloen und 14 mal Nebensonnen (vergleiche übrigens die unten gegebene Statistik für Upsala).

Die theoretische Erklärung dieser Erscheinung ist sehr einfach, sie wurde von Mariotte und Fraunhofer gegeben und besonders durch Bravais und Galle vervollkommen. In der kühlen Luft schweben

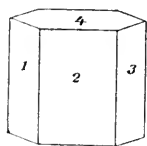


Fig. 262.

Eiskryställchen, welche dem hexagonalen System angehören und die nebenezeichnete Form (Fig. 262) einer regelmässig sechseckigen Säule mit gegen die Seiten senkrechten Basisflächen besitzen. Diese Prismen sind doppelbrechend, aber so wenig, dass man mit einem mittleren Brechungsindex von 1,307 für Rot und 1,317 für Violett rechnen kann. Ein Lichtstrahl, welcher durch das Prisma so geht, dass er die Seiten 1 und 3 passiert, die einen brechenden Winkel von  $60^\circ$  bilden, erhält eine Deviation von etwa  $21^\circ 36'$  (für Rot) bzw.  $22^\circ 22'$  (für Violett), welche Ziffern die Minimideviation angeben. Eine Ablenkung, welche dieser Ziffer entspricht, kommt den unvergleichlich meisten Strahlen zu.

Wenn nun solche Säulen regelmässig in der Luft verteilt sind, wird man infolgedessen einen innen roten, aussen violetten Ring um die Sonne oder den Mond sehen von etwa  $22^{\circ}$  Halbmesser.

In derselben Weise erklärt man den hellen Ring vom Halbmesser  $45^{\circ} 10'$  (für den roten) und  $47^{\circ} 18'$  (für den violetten Teil) als durch Brechung eines Strahles, der durch die Basisfläche 4 und eine Säulenseite (brechender Winkel  $90^{\circ}$ ) geht, entstanden. Dieser Ring ist gewöhnlich schwächer als der innere, teils wegen seiner grösseren Auslenkung, teils weil das Licht bei der Brechung durch ein  $90$  gradiges Prisma stärker reflektiert wird wie bei der Brechung durch ein  $60$  gradiges. Teils sind wohl auch die brechenden Kanten von  $90^{\circ}$  weniger vertreten als diejenigen von  $60^{\circ}$ .

Das Licht der Sonnenringe ist als gebrochen partiell senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Eine nähere Berechnung zeigt, dass diese partielle Polarisation nicht sehr bedeutend ist. Die beiden Durchmesser der Ringe rühren aber, wie unten gezeigt wird, von Spiegelung her und ihr Licht ist folglich wie beim Regenbogen in der Einfallsebene polarisiert.

Natürlich sind in diesem Falle ebenso wie beim Regenbogen die Farben nicht rein, weil die Sonne und der Mond eine Ausdehnung von  $2'$  besitzen.

Die Eiskryställchen sind meistens entweder als Nadeln ausgebildet, wo also das Prisma sehr nach der Längsrichtung entwickelt ist, oder sie sind tafelförmig, in welchem Fall die Basisflächen vorwiegen und die Prismenseiten sehr kurz sind. Die Nadeln scheinen gegenüber den Tafeln vorzuwiegen.

Die Krystalle streben so zu fallen, dass sie dem geringsten Luftwiderstand begegnen, dies geschieht, wenn die Achsen der Nadeln und die Basisflächen der Tafeln vertikal, die Basisflächen der Nadeln dagegen horizontal sind. So entsteht ein starkes Übergewicht der vertikalen, in weniger ausgeprägtes der horizontalen Flächen über anders gerichtete. Die vertikalen Flächen erzeugen Spiegelbilder, die in einem horizontalen Ring verteilt sind. Wie leicht einzusehen, müssen daher in den beiden Haloen die Schnittpunkte mit dem horizontalen Durchmesser am stärksten entwickelt sein. Infolgedessen treten die vier Lebensonnen auf, von welchen die inneren gewöhnlich die kräftigsten sind, wie überhaupt der innere Ring stärker als der äussere entwickelt ist.

Die horizontalen Flächen erzeugen den vertikalen Durchmesser, wodurch auch die zwei äusseren in vertikaler Richtung gelegenen Neben-

sonnen entstehen. Die zwei inneren Nebensonnen auf dem vertikalen Durchmesser rühren von Tafeln mit vertikalen Endflächen her.

Die tangentiellen Bogenstücke, welche durch die vier vertikalen Nebensonnen gehen, rühren von schräg einfallenden Strahlen her, bei welchen die durch den einfallenden und gebrochenen Strahl gehende Fläche nicht auf einer Kante des Krystalles senkrecht steht. Der brechende Winkel des Prismas wird dann grösser als  $60^\circ$  bzw.  $90^\circ$  und die entsprechenden Bogen liegen deshalb weiter als die Ringe entfernt.

Der vertikale Durchmesser ist häufig nach Sonnenuntergang sehr schön als eine rötliche Säule entwickelt. Sein Glanz ist trotz des noch hellen Sonnenlichtes sehr auffallend; in diesem Fall ist der horizontale Durchmesser natürlich nicht sichtbar.

Die Ringe treten besonders häufig in anticyklonalen Gebieten auf, wo auch die Cirruswolken am gewöhnlichsten sind. Der doppelte Sonnenring ist im Polarwinter der normale Begleiter der Sonne. Die Lichtsäule soll auch mehrmals bei Feuerbrünsten gesehen worden sein.

Hellmann hat das in Upsala während der Jahre 1866—1872 gesammelte Material betreffs Halo-Erscheinungen bearbeitet. Sie werden etwa fünf mal so oft um die Sonne als um den Mond beobachtet. Ihre Häufigkeit, nach der Anzahl Beobachtungen angegeben, in den sieben Jahren (2557 Tage) war folgende:

Sonnenringe von $22^\circ$ Halbmesser . . . . .	479
Nebensonnen . . . . .	163
Mondringe von $22^\circ$ Halbmesser . . . . .	123
Vertikale Säulen durch die Sonne . . . . .	74
Obere Berührungsbogen des Sonnenringes von $22^\circ$ .	71
Sonnenringe von $46^\circ$ Halbmesser . . . . .	22
Nebenmonde . . . . .	22
Obere Berührungsbogen des Sonnenringes von $46^\circ$ .	21
Vertikale Säulen durch den Mond . . . . .	21

Mondringe von  $46^\circ$  Halbmesser und obere Berührungsbögen an Mondringen von  $22$  bzw.  $46^\circ$  Halbmesser kamen nur einmal alle 3 bis 7 Jahre vor.

Die von der Sonne herrührenden Haloen sind zu Upsala am häufigsten in April bis Juni, am seltensten im Dezember und Januar, die von dem Mond verursachten sind am seltensten zur Zeit des höchsten Sonnenstandes und am häufigsten im Winterhalbjahr.

Die Periode wird durch zwei Umstände bewirkt, die Häufigkeit der Eiskrystalle in der Luft, und die Länge der Tageszeit, in welcher der betreffende Himmelskörper über dem Horizont steht. Dieser letztere Umstand bewirkt die Zunahme der Sonnenhaloen (aber nicht der Mondhaloen) vom Dezember bis zum Mai. Bewölkung, Niederschläge u. s. w. üben einen störenden Einfluss auf die Beobachtungen aus.

Cornu hat diese Lichterscheinung künstlich nachgemacht, indem er Kryställchen von Alaun in einer Flüssigkeit von ungefähr demselben spezifischen Gewicht schweben liess. Die dabei beobachteten Ringe hatten Halbmesser von  $46$  bezw.  $22^{\circ}$ .

Höfe. Wenn man eine kleine Kerzen- oder Gasflamme durch eine Glasscheibe betrachtet, auf welcher kleine Stäubchen (z. B. Bärlapp-samen) oder Tröpfchen (z. B. durch Kondensation entstanden, wie beim Anhauchen eines Glases oder an Fensterscheiben im Winter) liegen, so sieht man die Flamme von farbigen Ringen umgeben. Diese Ringe rühren, wie Fraunhofer zuerst nachwies, von der Beugung des Lichtes her. Ist die Lichtquelle punktförmig, so sind die Ringe kreisförmig und ihr Durchmesser ist dem Durchmesser der Körperchen umgekehrt proportional. Bei homogenem Licht sind die Ringe abwechselnd hell und dunkel, bei weissem Licht haben sie Farben ungefähr wie die Newton'schen Farbenringe.

Die Luft enthält häufig kleine Nebeltröpfchen, die eine ähnliche Wirkung ausüben. Der Mond erscheint durch eine Sammlung solcher Tröpfchen, z. B. durch eine dünne Wolke gesehen, mit einem oder mehreren farbigen Ringen umgeben, welche Erscheinung den Namen Mondhof erhalten hat. Die Farbe des Hofes ist zunächst dem Mond weiss, danach blaugrau, dunkel, weiter hinaus rot und dann gelb. In den äusseren Teilen wechseln grünliche und rötliche Farbenringe ab. Um die Sonne sieht man selten solche Höfe, weil die grosse Lichtstärke dieses Himmelskörpers das Auge blendet. Durch Zwischenschaltung eines schwarzen Glases in den Weg der Sonnenstrahlen kann man den Sonnenhof sichtbar machen. Ebenso kann man häufig den Sonnenhof beobachten, wenn man das Sonnenbild in einer ruhigen Wasserfläche betrachtet.

Aus der Grösse der Ringe kann man auch in diesem Fall die Grösse der Nebeltröpfchen berechnen. So z. B. entspricht bei rotem Licht ein Halbmesser des ersten hellen Ringes von  $2^{\circ}$  einem Durchmesser von  $0,018$  mm.

Da der Durchmesser eines Hofes von der Grösse der Tröpfchen ab-

hängt, so ist es selbstverständlich, dass der Hof mit um so reineren Farben erscheinen muss, je gleichmässiger die Grösse der Tröpfchen ist.

Höfe können auch um andere helle Himmelskörper, wie z. B. die Venus, sichtbar werden.

Während die Ringe von Eiskrystallen herrühren und deshalb besonders häufig vorkommen, wenn der Himmel von einem dünnen Cirrus-Schleier bedeckt ist, welcher aus Eisnadeln besteht, sind die Höfe bei niedriger liegenden Wolken und Nebel zu beobachten.

Glorie, Brockengespenst. Wenn man an einer Wasserfläche so steht, dass der Schatten des Kopfes auf die Wasserfläche fällt, so sieht man diesen Schatten von einer Art Strahlung umgeben, welche den Namen Glorie erhalten hat. Die Sonnenstrahlen streifen den Kopf und gehen in das Wasser hinein, wo sie kleine Partikelchen beleuchten und nach verschiedenen Richtungen zurückgeworfen werden. In den meisten Richtungen treffen sie andere Partikelchen und werden wieder reflektiert. Diejenigen Strahlen aber, die auf demselben Wege, den sie gekommen sind, zurückgeworfen werden, finden die Bahn frei und treffen das Auge, da die Dimensionen des Kopfes relativ zu dem vom Licht durchlaufenen Wege als gering zu betrachten sind. Daher erscheint die nächste Umgebung des Kopfschattens stärker beleuchtet als die übrige Fläche.

Dabei sieht der Lichtschein wie ein geradliniges Bündel aus, aus denselben Gründen, wie dies für Sonnenstrahlen in stauberfüllter Luft der Fall ist. Im Wasser giebt es nämlich grössere schattenwerfende Körper, welche den Strahlen cylindrische Begrenzungsflächen erteilen. Der Schatten des Kopfes ist deshalb von einer grossen Menge kurzer radieller Strahlen umgeben.

Eine ähnliche Erscheinung bietet eine stark beleuchtete rauhe Wand dar. Das einfachste Beispiel dafür ist der Mond, dessen Leuchtkraft von Zöllner untersucht wurde. Wenn der Mond eine glatte, diffus reflektierende Fläche wäre, so würde die Stärke des Mondlichtes bei Vollmond ( $180^\circ$  in Fig. 263) ein äusserst flaches Maximum zeigen, das ganz allmählich, wie bei einer Sinuskurve, abfallen würde. Anstatt dessen ist das Maximum, wie Zöllner fand, sehr scharf und die Lichtstärke fällt schnell bei abnehmender Grösse des sichtbaren Teiles ungefähr wie die Kurve (Fig. 263) zeigt. Die Ursache davon ist die Steilheit der Bergwände auf dem Mond. Eine beleuchtete Fläche mit noch steileren Erhebungen würde eine Kurve mit noch spitzerem Maximum geben. Ähnlich wie der Mond scheint nach neuerdings ausgeführten Messungen von Jost der Merkur sich zu verhalten.

Denken wir uns eine raue Oberfläche von grosser Ausdehnung, welche von der Sonne beleuchtet ist, so wird sie in dem Punkt, der in der Verlängerung der Linie Sonne—Auge liegt, am stärksten beleuchtet erscheinen und von dort ringsum die Beleuchtung abnehmen. Ist die Rauheit noch viel grösser wie diejenige des Mondes, so erscheint die Wand als eine matte spiegelnde Fläche, ungefähr wie ein ange-laufener Spiegel. Um den Schatten des Beobachters liegt eine strahlende Glorie.

Eine solche Glorie von bedeutender Lichtstärke sieht man um den Schatten seines Kopfes, wenn die Sonne eine vor dem Beobachter gelegene stark betaute Wiese bescheint. Eine grosse Menge stark leuchtender Sonnenbilder in den Tautropfen setzen sie zusammen.

Die Sonnenbilder weiter seitwärts werden dem Auge zum grössten Teil von den Grasblättern verdeckt.

Die Glorienerscheinung kann sich auch zeigen, ohne dass die Wiese betaut ist.

Ein ganz trockenes Stoppelfeld giebt sie auch, obgleich bei weitem nicht so glänzend wie ein bethautes, weil von den trockenen Stroh-hälmechen viel weniger Licht reflektiert wird wie von den Tautropfen. Die richtige Erklärung der Glorie gab v. Winterfeld vor etwa 100 Jahren.

Natürlich brauchen die lichtreflektierenden Teile nicht lang gezogen zu sein wie das Gras einer Wiese, sondern kleine Kügelchen können dieselbe Wirkung ausüben. Wenn ein Beobachter zwischen einer Nebelwand und der Sonne steht, was in den Bergen recht häufig eintritt, sieht er daher um den Schatten seines Kopfes eine Glorie. Diese kann von einem Hofe von mehreren farbigen Ringen umgeben sein, wenn die Tröpfchen die richtige Grösse haben. Das reflektierte Licht besteht nämlich wegen der Schattenwirkung aus nahezu parallelen Lichtbündeln. Diese prachtvolle Erscheinung, die meistens von einem weissen Regenbogen umgeben ist, wird Ulloas-Zirkel genannt, weil der spanische Gelehrte Ulloa bei Bergbesteigungen in den Anden, mit Bouguer zusammen, dieselbe beobachtete. In Deutsch-

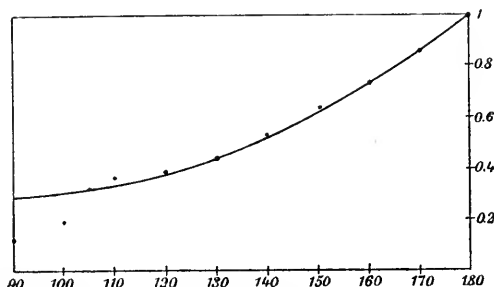


Fig. 263.

land ist der gewöhnliche Name Brockengespenst, weil Silberschlag (1780) eine nähere Beschreibung dieser Erscheinung in einem Bericht über eine Harzreise gegeben hat. Sie ist auch in den Alpen und Karpathen nicht ungewöhnlich, auf Ben Nevis in Schottland ist sie nach Beschreibungen von Omond recht häufig.

Eine Abbildung dieser auf dem Pilatus beobachteten Erscheinung ist in Fig. 264 nach Hagenbach gegeben. Der innerste rote Ring hatte einen Durchmesser von  $2^{\circ} 30'$ , einen Durchmesser der Nebeltröpfchen von



Fig. 264.

0,016 mm entsprechend. Meist wird der Durchmesser zu etwa  $6^{\circ}$  für den ersten,  $12^{\circ}$  für den zweiten,  $17^{\circ}$  für den dritten Ring angegeben.

Besonders häufig beobachten Luftschiffer diese Erscheinung. Sie sehen den Schatten des Ballons auf der (nicht allzu tief) unter ihnen liegenden Wolkendecke, wobei der Gondelschatten (eigentlich der Kopfschatten des Beobachters) von einer Reihe konzentrischer farbiger Ringen umgeben erscheint. Flammarion beschreibt die Farbe der Ringe folgendermaßen: innen gelblich weiss, danach blassblau, gelb, graurot und zuletzt nach aussen schwach violett.

Irisierende Wolken. Nicht selten sieht man Wolken, deren Ränder oder dünnere Stellen in Regenbogenfarben schillern. Häufig

ändern sich diese Farben schnell. Ihr Licht ist polarisiert. Die Farben ordnen sich nicht als Ringe um die Sonne, sondern sind unregelmässig verteilt. Die Farben erinnern nach Mohn an diejenigen dünner Blättchen. Über die Erklärung dieser Erscheinung ist man noch nicht einig. Man glaubt jedenfalls, dass die Farben einer Diffraktionserscheinung zuzuschreiben sind. Die farbigen Stellen haben oft die Form von Flecken oder Balken. Die Erscheinung scheint in kälteren Gegenden häufiger zu sein als in wärmeren. Schips, welcher über diesen Gegenstand eine Monographie geschrieben hat, ist der Ansicht, dass die irisierenden Wolken aus Eiskrystallen bestehen. Sie sind um der Mittagszeit am gewöhnlichsten. Sie befinden sich meist in der Nähe der Sonne ( $5-8^{\circ}$  Entfernung). Ihre jährliche Periode zeigt ein Maximum im Juni und eins im Oktober, im Januar und Februar hat Schips keine irisierenden Wolken beobachtet (in Württemberg). In Christiania wurden sie dagegen meistens in den Wintermonaten (78 Proz.) und bei tiefem Sonnenstand gesehen. Sie zeigten daselbst keine ausgeprägte tägliche Periode. In Upsala waren sie am gewöhnlichsten im Frühling (32 Proz.) und am Mittag; 53 Proz. wurden zwischen 10 Uhr früh und 4 Uhr N. M. beobachtet.

Bisweilen scheinen diese Wolken sehr hoch zu liegen. Mohn beobachtete in Christiania die Zeit, zu welcher solche Wolken in den Erdschatten traten und berechnete daraus ihre Höhe zu 107, 130 und 132 km. In anderen Fällen war die Höhe geringer (23 km), auf Spitzbergen beobachtete Ekholm ganz niedrig liegende Wolken dieser Art (leichte Cumuli).

Mit einigen von den irisierenden Wolken sind die leuchtenden Nachtwolken nahe verwandt, die häufig auch silberglänzende Wolken genannt werden. Dieselben werden erst seit dem Krakatau-Ausbruch beobachtet. Es giebt indessen Andeutungen, dass ähnliche Gebilde schon im 17. Jahrhundert wahrgenommen wurden. Die meisten Beobachtungen derselben seit August 1883 rühren von Jesse her, welcher ihre Höhe aus der Tiefe der Sonne unter dem Horizont und durch photographische Aufnahme an zwei in einiger Entfernung gelegenen Stellen berechnete. Sie erinnern stark an Cirri und kommen nur um die Sommer-Sonnenwendezeit vor. Am Äquator treten sie vielleicht auch zur Zeit der Nachtgleichen auf. Sie sind ausserordentlich zart und ihr Licht enthält äusserst wenig rotes Licht, so dass sie nach R. v. Helmholtz durch rote Gläser nicht zu sehen sind. Dieser Umstand scheint darauf hinzudeuten, dass sie aus so kleinen Partikelehen bestehen, dass sie das rote Licht nur

äusserst wenig zurückzuwerfen vermögen. Sie sind deshalb auch nur Nachts sichtbar, wenn die Sonne mehr als  $8^\circ$  unter dem Horizont steht.

Der Umstand, dass sie nur im Sommer (in Berlin 23. März bis 11. Aug.) sichtbar sind, scheint anzudeuten, dass eine Kondensation von Wasserdampf, welcher im Sommer in höhere Schichten hinaufdringt als im Winter, ihre Sichtbarkeit begünstigt. Ihre Höhe wurde von Jesse zuerst im Mittel zu etwa 17 km ermittelt, später wurden von ihm mittlere Werte bis zu 83 km gefunden. Sie besitzen eine sehr grosse Geschwindigkeit von etwa 100 m pro Sek., die hauptsächlich von Osten nach Westen gerichtet ist mit einer schwachen Komponente nach Süden. Sie haben demnach genau entgegengesetzte Richtung wie die Cirri (relativ zur Erdoberfläche). Ihre Häufigkeit nahm stark ab; in den Jahren 1885—1892 wurden sie nur 10 mal in Berlin beobachtet, und zwar in den Morgenstunden; jetzt (seit etwa 1892) werden sie nicht mehr beobachtet.

Die Tageshelle. Wenn in der Atmosphäre keine Reflexion des Sonnenlichtes stattfände, so würde der Himmel rein schwarz erscheinen und die sonnenbelegten Gegenstände würden eine grelle Helligkeit zeigen, welche gegen die schwarzen Schlagschatten enorm kontrastieren würde. In diese Schatten würden nur die unbedeutenden Lichtmengen fallen, welche von der Reflexion an den beleuchteten Stellen herrührten. So etwa sind die Verhältnisse auf dem Monde, wo die Berge tiefschwarze Schatten werfen, sodass ihre Profile mit merkwürdiger Schärfe hervortreten.

Die Reflexion in der Luft geht von den vielen kleinen Staubteilchen und Wassertröpfchen aus, welche in der Luft schweben. Je weniger Staub in der Luft schwebt, um so geringer ist die Tageshelle und um so schärfer sind die Schatten.

Deshalb ist die Farbe des Himmels um so dunkler, je höher der Beobachtungspunkt liegt. In den Bergen werden die Schatten um so dunkler, je höher man kommt. Über Kontinenten ist die Tageshelle geringer als über dem Meer und in Küstenländern, wo viele Wassertröpfchen in der Luft schweben. Im Gegensatz dazu ist die Sonnenbeleuchtung in Wüsten ausserordentlich scharf und blendend, die Schatten dagegen dunkel. Für anticyklonische Gebiete gilt dasselbe. Ein dünner Wolkenschleier erhöht die Tageshelle bedeutend. Die Tageshelle dringt durch die Fensteröffnungen in Zimmer hinein, welche an der Schattenseite liegen, und in welchen man sonst Licht am hellen Tage brennen müsste,

um nicht volles Nachtdunkel oder ein schwaches Dämmerungslicht darin zu haben.

Die Tageshelle verhindert bei Tage die Sichtbarkeit der Sterne. In sehr grossen Höhen, die im Luftballon erreicht worden sind, erblickt man die helleren Sterne am Tage. Eine alte Angabe, dass man am Tage durch lange Röhren, z. B. Grubenlöcher, die Sterne zu sehen vermöchte, ist schon von Humboldt als unrichtig erwiesen. Dagegen wirkt ein Fernrohr so, dass es die Tageshelle nicht verstärkt, dagegen die Leuchtkraft der punktförmig erscheinenden Sterne im Verhältnis des Quadrates der linearen Vergrösserung vervielfacht, wodurch hellere Sterne bei Tag mit Hilfe des Fernrohrs zu beobachten sind.

Das von den kleinen Partikelchen reflektierte Licht ist an blauen und violetten Strahlen sehr reich. Bei kleinen Partikeln ist das Reflexionsvermögen um so grösser, je kleiner die Wellenlänge des Lichtes ist. Clausius und Lord Rayleigh haben theoretische Untersuchungen über diesen Gegenstand ausgeführt. Rayleigh findet, dass, wenn man mit  $x$  die Weglänge bezeichnet, welche ein Lichtstrahl von der Wellenlänge  $\lambda$  (in  $\mu$ ) in der Luft zurücklegen muss, um im Verhältnis  $J:J_0$  geschwächt zu werden, die Beziehung gilt:

$$J = J_0 e^{-kx:\lambda^4}$$

worin  $k$  eine Konstante bedeutet, welche proportional den in der Luft befindlichen reflektierenden Teilchen zunimmt.

Diese Formel stimmt vorzüglich mit den Beobachtungen von Abney über die Durchsichtigkeit der Luft in verschiedenen dicken Schichten, wobei als Einheit die Luftmenge genommen ist, welche ein senkrecht einfallender Strahl in der Atmosphäre durchläuft. Der Wert der Konstante war bei seinen Versuchen  $4,64 \cdot 10^7$  cm, oder da die Atmosphäre auf 760 mm Druck reduziert (bei  $0^\circ$ ), eine Höhe von 8000 m haben würde, 8 reduzierte Atmosphären. Mit anderen Worten ein Strahl, dessen Licht die Wellenlänge  $1 \mu$  besitzt, müsste 58 Atmosphären durchlaufen, um im Verhältnis  $1:0,368$  geschwächt zu werden. Ist die Wellenlänge  $0,5 \mu$ , so wird die nötige Weglänge 16 mal geringer, entspräche also  $0,63$  Atm. Durch Beobachtung der Stärke verschiedener Spektralteile des Sonnenlichtes bei verschiedenen Sonnenhöhen konnte Abney die Durchlässigkeit der Luft für Licht von verschiedenen Wellenlängen bestimmen. Seine Resultate sind in folgender Tabelle mit nach Rayleighs Formel berechneten Werten zusammengestellt.  $k$  bedeutet die durch-

strahlte Länge in reduzierten Atmosphären,  $\lambda$  die Wellenlänge. Die tabellierte Grösse ist die Durchlässigkeit in Prozent.

$h =$	1	2	3	4	5	6	7	8	32
$\lambda = 0,40$ beob.	51	25	13	7	3	2	1	0	0
ber.	51	26	13	7	3	2	1	0	0
$\lambda = 0,49$ beob.	74	54	40	30	22	16	12	9	0
ber.	74	55	41	30	22	17	12	9	0
$\lambda = 0,59$ beob.	87	75	65	57	49	43	37	32	0,1
ber.	87	75	65	57	49	43	37	32	1,1
$\lambda = 0,76$ beob.	95	91	86	81	77	74	71	66	10,7
ber.	95	90	86	81	77	73	70	66	19,1

Wie ersichtlich, ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung vorzüglich, wenn man von den unsicheren Werten der letzten Kolumne absieht.

Dagegen hat Langley, welcher die Stärke der verschiedenen Spektralteile des Sonnenlichts bei verschiedenen Sonnenhöhen bolometrisch bestimmte, Werte beobachtet, welche gar nicht mit der Rayleighschen Formel in Übereinstimmung zu bringen sind. Er fand nämlich folgende Zahlen ( $d$ ) in Prozent für die Durchlässigkeit einer Atmosphäre, unter welche die nach Rayleighs Formel berechneten geschrieben sind.

$\lambda =$	0,358	0,383	0,416	0,440	0,468	0,550	0,615 $\mu$
$d$ (beob.)	= 46,5	53,1	60,0	63,6	67,7	73,4	78,1
$d$ (ber.)	= 35,8	44,9	56,2	63,0	69,8	82,8	88,7
$\lambda =$	0,781	0,870	1,01	1,20	1,50	2,59 $\mu$	
$d$ (beob.)	= 84,4	87,1	89,1	90,5	91,9	92,6	
$d$ (ber.)	= 95,5	97,0	98,4	99,1	99,7	100,0	

Wir kommen später auf die Erklärung dieser Erscheinung zurück.

Ogleich die Beobachtungen von Langley eine viel schwächere Zunahme der Durchlässigkeit mit der Wellenlänge ergeben als die Formel von Rayleigh verlangt, so zeigen sie doch einen ausgeprägten Gang in derselben Richtung. Eine Folge davon ist, dass weisses Sonnenlicht beim Durchgang durch die Atmosphäre einen rötlichen Ton annimmt, dessen Stärke mit der Länge der durchstrahlten Schicht bedeutend zunimmt. Wir sind nun gewohnt, das von der Sonne erhaltene Licht, wenn sie in mittlerer Höhe steht, als weiss anzusehen. Das Licht

einer sehr hoch stehenden Sonne bei klarer Luft erscheint deshalb bläulich-weiss, wogegen die tiefstehende Sonne ein stark rotgefärbtes Licht auszusenden scheint.

In dieser einfachen Weise erklärt sich die prachtvolle Erscheinung des Morgen- und Abendrots. Eine kleine Modifikation der Farbe entsteht durch die Absorptionslinien in der Luft (vgl. Tafel I sowie S. 503 und 505), welche zum grössten Teil in Rot und Gelb liegen und deshalb die rote Farbe etwas abschwächen. Dass dessen ungeachtet die Abendröte nach alter Erfahrung stärker ist, wenn viel Wasserdampf in der Luft enthalten ist, beruht darauf, dass dann mehr Wassertropfchen in der Luft schweben (vgl. S. 489). Die Abendröte zeigt auch ein satteres Rot als die Morgenröte, weil die Luft am Abend mehr Staub und Wassertropfchen enthält wie am Morgen (vgl. S. 498). Nach der Eruption vom Krakatau am 27. Aug. 1883 waren Abend- und Morgenröte auffallend lebhaft, was von der ungeheuren Staubmasse herrührte, welche bei diesem Ausbruch in die Luft geschleudert wurde und erst allmählich hinabsank. Dieser Staub gab zu einer Diffraktionserscheinung, dem sogenannten Bishopschen Ring Anlass, aus dessen Dimensionen der Durchmesser des Staubes zu 0,001—0,003 mm berechnet wurde (von Flögel und Hagenbach). Die prachtvolle Abendröte (das sogenannte rote Licht) verblasste allmählich mit den Jahren und jetzt sind die Dämmerungserscheinungen wieder dieselben wie vor dem Ausbruch.

Die Farbe des diffusen Himmelslichtes ist aus den angeführten Gründen stark blau. Ein anderer Grund dafür ist von Spring vorgebracht worden. Die Eigenfarbe sowohl von Sauerstoff, und besonders von Ozon, als auch von Wasserdampf in dicker Schicht ist blau. Dies entspricht vollkommen den hauptsächlich im Rot gelegenen Absorptionsbändern dieser Gase, man sollte aber dann vermuten, dass das Himmelslicht im Zenith am wenigsten blau wäre, wo die absorbierende Schicht am dünnsten ist, am meisten am Horizont, was gänzlich gegen die Erfahrung spricht. Das sieht man schon mit blossem Auge, Messungen geben aber darüber einen noch sichereren Aufschluss. Saussure war der erste, welcher solche Messungen anstellte. Er mischte Berlinerblau mit weisser oder schwarzer Farbe in verschiedenen Proportionen und stellte so eine Skala von 27 Stufen zwischen rein weiss ( $0^{\circ}$ ) und rein blau ( $27^{\circ}$ ) und 27 Stufen zwischen rein schwarz ( $53^{\circ}$ ) und rein blau her, so dass er im ganzen 53 Abstufungen besass. Diese Abstufungen wurden Cyanometergrade genannt.

Ein sogenanntes Rotationescyanometer konstruirte Parrot, bei

welchem die Sektoren Newtonscher Farbenscheiben mit weiss oder schwarz und blau in verschiedenen Proportionen bestrichen wurden. Bei schneller Drehung entsteht eine Mischfarbe, die aus weiss und blau bzw. schwarz und blau nach der Grösse der betreffenden Sektoren zusammengesetzt ist.

Saussure und Humboldt verglichen nun in Genf und auf dem Nordatlanten die blaue Farbe des Himmels in verschiedenen Zenithdistanzen mit den Cyanometergraden und fanden:

Zenithdistanz	Cyanometergrade	
	Saussure	Humboldt
30°	20	22,0
50°	17,5	18,0
60	15,5	16,5
70	13,0	10,0
80	9,0	6,0
89	4,0	3,0.

Saussure fand die Farbe auf Col du géant (Montblanc) 31 Cyanometergraden entsprechend, während gleichzeitig in Genf (375 m) 22,5° beobachtet wurden. Bei sehr reinem Himmel zeigte der Zenith auf Col du géant (4371 m) 37°, auf dem Montblancgipfel (4810 m) 39°.

Näher am Äquator ist im allgemeinen der Himmel tiefer blau als weiter gegen den Pol hin.

Die Dämmerungserscheinungen. Wegen der Brechung und noch mehr der Reflexion des Sonnenlichtes in der Atmosphäre tritt die Dunkelheit nicht gleich dann ein, wenn der Beobachter sich im geometrischen Schatten der Erde befindet. Zuerst ist zufolge der Refraktion die Sonne eine kleine Weile sichtbar. Wenn sich die Sonne senkrecht gegen den Horizont bewegt, ist diese Zeit 2 Minuten 20 Sekunden, da die Sonne in einer Zeitminute 15 Bogenminuten zurücklegt. Wenn die Sonnenbahn einen Winkel  $\alpha$  mit dem Horizont bildet, so hat man die genannte Zeit mit  $\sin \alpha$  zu dividieren.

Da die roten Strahlen die geringste Brechung erleiden, verschwindet zuerst das rote Bild der Sonne unter dem Horizont, zuletzt das blaue. Die hinuntersinkende Sonne wird demnach erst grün (Komplementärfarbe des Rot), dann immer mehr bläulich erscheinen. Auf diese Weise erklärt man den sogenannten grünen Strahl, welcher nach den Beschreibungen von Reisenden in den Tropen im Augenblick des Sonnenuntergangs aufblitzt. Nach anderen Beobachtern ist dieser letzte Strahl

des Sonnenlichtes mehr bläulich gefärbt (Sohneke). Die mehr oder weniger grüne Färbung hängt vermutlich mit der Fähigkeit der Luft, die blauen Strahlen zurückzuhalten, zusammen.

Zufolge der Reflexion des Lichtes herrscht noch einige Zeit Helligkeit, die Dämmerung genannt wird, und die allmählich in Stärke abnimmt. Nach einiger Zeit müssen die Arbeiten im Freien wegen mangelnder Beleuchtung abgebrochen werden und die Sterne erster Grösse werden am Himmel sichtbar. Dieser Augenblick wird als Ende der „bürgerlichen Dämmerung“ bezeichnet, die Sonne steht dann 6 Grad unter dem Horizont. Aber noch lange nimmt die Dunkelheit zu und erst, wenn die Sonne etwa  $18^{\circ}$  unter dem Horizont steht, werden die Sterne sechster Grösse sichtbar. Bis dahin sagt man, dass die „astronomische Dämmerung“ obwaltet. Die Dauer der bürgerlichen und astronomischen Dämmerung bei senkrecht hinuntersinkender Sonne wäre demnach 24 bzw. 72 Minuten. In Mittel-Europa ist sie etwa doppelt so lang.

Die wirkliche Dauer der Dämmerung hängt natürlich nicht nur von dem Stande der Sonne, sondern auch von der Reinheit des Himmels ab. Fein verteilter Staub in den höheren Luftschichten, wie nach dem Ausbruch des Krakatau und dünne Schleier von hoch liegenden Cirren verlängern die Dämmerung, in entgegengesetzter Richtung wirken natürlich dichtere Wolken.

An einem Ort, der nicht mehr als  $6^{\circ}$  südlich vom nördlichen Polarkreis, d. h. über  $60^{\circ}33'$  n. Br. liegt, dauert deshalb die bürgerliche Dämmerung zur Sommersonnenwendezeit die ganze Nacht. Das sind die hellen Nächte, deren Schönheit die Reisenden in diesen Gegenden preisen. Die immerwährende Dämmerung erstreckt sich zur Zeit der längsten Tage noch etwas südlicher, z. B. bis Petersburg ( $59^{\circ}50'$ ) und Stockholm ( $59^{\circ}20'$ ). Andererseits wird der Reisende in tropischen und subtropischen Gegenden oft von der schnell einbrechenden Dunkelheit überrascht, so schon in Süd-Europa, noch mehr aber innerhalb der Wendekreise. Dort dauert in Gegenden mit sehr rein blauem Himmel, wie z. B. in Chile, die (bürgerliche) Dämmerung nur 15 Minuten, bisweilen noch weniger, wie in Cumana, Venezuela, etwa  $10^{\circ}$  n. Br., nach Humboldts Angabe.

Die grosse Farbenpracht, welche sich beim Aufgang und Untergang der Sonne entwickelt, hat zu allen Zeiten die Phantasie der Beobachter auf das lebhafteste beschäftigt. Im Altertum scheint besonders die Morgenröte die Aufmerksamkeit erregt zu haben. Die glänzenden

Schilderungen der rosenfingrigen Eos und der aus rosigem Wolkenbet sich erhebenden Aurora geben beredtes Zeugniß dafür. Die Bezeichnung rosenfingrig ist wahrscheinlich eine Anspielung auf die den Fingern eine ausgespreizten Hand ähnelnden Dämmerungsstrahlen („rayons crépusculaires“, in Ostindien „Buddhas rays“ genannt), welche beim Sonnen auf- oder Untergang häufig zwischen den Wolken zu beobachten sind (Fig. 265).

In neueren Zeiten hat besonders die Abenddämmerung die Aufmerksamkeit auf sich gezogen. Am meisten hat das damit in Zusammen-

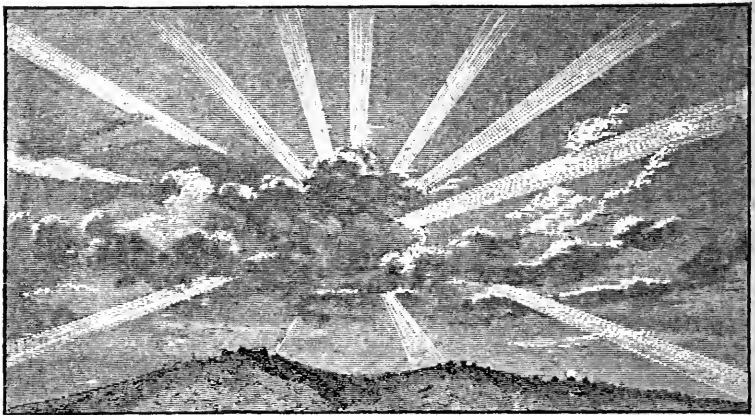


Fig. 265. Dämmerungsstrahlen.

hang stehende Phänomen des Alpenglühens zu glänzenden Schilderungen Anlass gegeben.

Sehr anziehend ist ausserdem der von Tag zu Tag sich ändernde Anblick der Dämmerung, ebenso ihr rasch wechselndes Farbenspiel. Wer eine längere Zeit in dem nebeligen blassen Tageslicht des Polartages zugebracht hat, vergisst nie den wunderbaren warmen Reiz der ersten bei der Heimkehr erblickten Dämmerungen.

Die Farbenpracht der Dämmerung ist in verschiedenen Gegenden recht verschieden. Reine Luft in den unteren und Kondensation von Wasserdampf zu äusserst kleinen Tropfen in den oberen Schichten sind dafür günstig. Skandinavien, besonders der Nordteil, Spanien und die Alpenländer zeigen schöne Dämmerungserscheinungen. Der Herbst scheint die beste Jahreszeit für ihre Entwicklung zu sein. Die trockenen Jahreszeiten in Spanien weisen sehr farbenarme Dämmerungen auf.

Die Dämmerung ist von vielen Naturforschern geschildert worden, unter welchen Aristoteles, De Mairan, Bergman, Bravais, Forbes, Necker, v. Bezold, Hellmann und Rigggenbach genannt werden mögen. In der folgenden Darstellung folgen wir der Schilderung von Hellmann, welcher in Spanien an etwa 500 Tagen Morgen- und Abend-Dämmerungsbeobachtungen angestellt hat. Die in folgenden Zeilen neben Farbenangaben in Klammern gedruckten Ziffern geben die Stärke der Farbe, nach einer von 0 bis 4 gehenden Skala geschätzt, an.

„Schon wenn die Sonne noch 4° Höhe hat, machen sich längs des ganzen Horizontes, welcher bis dahin gegenüber dem Blau des übrigen Himmels grau und dunstig erschien, verschiedene schwache Färbungen bemerkbar: im Westen (d. h. im Vertikal der Sonne) ein zartes Gelb (1) von kaum  $\frac{1}{2}^{\circ}$  Höhe und darüber eine gewöhnlich doppelt so hohe Schicht Hellgrün (1), während der Himmel über der Sonne bis etwa 50° Höhe ein überaus glänzendes und stark weissliches Hellblau von mehr elliptischer als kreisrunder Form aufweist; im Osten (d. h. entgegengesetzt der Sonne) ein kräftigeres Grün (2), doch nur in etwa 60° Azimatumfang und in 1° Höhe. Nachdem die Sonne 3° tiefer gesunken ist, hat das Grün am Westhorizont sich nach oben bis zu 20° ausgedehnt, ohne an Intensität zuzunehmen, und unmittelbar am Horizonte einer orangegelben (1) Schicht von kaum 3° Platz gemacht. Diese zeigt an der unteren Seite, in beiläufig  $\frac{1}{2}^{\circ}$  Stärke, eine bereits ins Rosa, häufig auch ins Braunrote oder Purpurviolette überspielende Färbung, welche sich bis nach Norden und Süden erstreckt. Am Osthimmel ist das Grün bis zur Intensität (2) und bis reichlich 6° Höhe angewachsen; auch hier und zwar, wie ich öfters konstatieren konnte, etwas früher als im Westen, sind unmittelbar am Horizonte schwache Rosa und darüber gelbliche Tinten bis zu 2° Höhe aufgetreten. Das Gelb im Osten ist schmutziger als das im Westen, und spielt häufig in Ockerfarbe über. Sowie die Sonne untergegangen ist, gewinnen die Färbungen am Osthimmel an Höhe: Grün reicht in der Stärke (1) bis 9°, Gelb bis 6° und das kräftiger werdende Rosa (2) bis 4°. Letzteres nimmt an Intensität etwas nach unten zu, verliert sich aber am Horizonte selbst — bisweilen schon vor Sonnenuntergang — in eine vorerst noch unbestimmt und schmutzig gefärbte Schicht tiefen Stahlblaus von etwa  $\frac{1}{4}^{\circ}$  Höhe, welche den nunmehr eintretenden Erdschatten am Osthimmel verkündet.“

„Die am Westhimmel eingetretenen Veränderungen sind unbedeutender: Die Rosafärbung hat abgenommen, das Gelb ist mehr Orange geworden, das Grün hat an Intensität gewonnen. Das darüber befind-

liche äusserst durchsichtige Weissblau ist zwar auch herabgesunken, reicht aber noch bis  $45^{\circ}$  Höhe, es ist häufig mehr ein sehr lichtstarkes Weiss als Weissblau und bewahrt seine runde Gestalt. Der Übergang zum dunkleren Blau (3) des Zeniths erfolgt zwar allmählich, doch scheint es, als wenn in etwa  $75^{\circ}$  Höhe am Westhimmel und — merkwürdig! — auch am Osthimmel eine raschere Vertiefung der Farbe erfolgte.“

„Die nunmehr im Osten vorgehenden Wandlungen und Prozesse nehmen zunächst unser Interesse in Anspruch. Dasselbe wird gegen früher wesentlich dadurch gesteigert, dass wir nicht mehr blosse Abstufungen schwacher Färbungen beobachten, sondern dem lebendigen Vorgange des Entstehens und Vergehens gewisser Erscheinungen beiwohnen. Der bereits erwähnte Erdschatten in Gestalt eines tief stahlblauen Segmentes hat etwa  $1^{\circ}$  Höhe erreicht, wenn die Sonne  $\frac{3}{4}^{\circ}$  unter dem Horizonte steht. Er ist nunmehr deutlich als Segment zu erkennen, dessen azimuthaler Umfang jedoch noch sehr schwer zu messen ist; er dürfte etwa  $75^{\circ}$  betragen. Das ihm auflagernde Rosa, welches sich in Intensität vertieft hat, reicht nun bis  $10^{\circ}$  Höhe, während Gelb und Grün meist ganz verschwunden sind. Mit tiefer sinkender Sonne nimmt das Rosa einen purpurnen Ton an, und die Begrenzung des dunklen Segmentes wird deutlich violett. Dabei bemerkt man oft das Segment selbst heller werden; das tiefe Stahlblau verwandelt sich in Bleigrau, oft Aschgrau, nicht selten spielt es ins Meergrüne über, ja bisweilen sieht man sogar ein schwaches Rosarot oder Fleischfarbe in demselben auftauchen und bald wieder verschwinden. Letztere sekundäre Färbungen scheinen mit der Anwesenheit von Wolken am Westhimmel im Zusammenhange zu stehen. Diese Färbungen am Osthimmel oberhalb des dunklen Segmentes, welche man seit Mairan als die Gegendämmerung (*antierépuscule*) bezeichnet, treten fast Tag für Tag mit grosser Regelmässigkeit auf, und nur hinsichtlich der Höhe, bis der sowohl die Rosafarben, als auch der Erdschatten bezw. der Bogen der (ersten) Gegendämmerung sich verfolgen lassen, bemerkt man nicht unerhebliche Verschiedenheiten, welche mit der Feuchtigkeit der Luft in dem Zusammenhange stehen, dass mit Zunahme des letzteren auch jene Höhen anwachsen. Durchschnittlich kann man den Begrenzungsbogen des Erdschattens bis zu  $15^{\circ}$  Höhe beobachten; alsdann hat die Sonne eine Tiefe von  $4,6^{\circ}$  unter dem Horizonte, und das Segment eine azimuthale Ausdehnung von nahezu  $150^{\circ}$ . Das überlagernde Rosa verschwindet gewöhnlich in  $25^{\circ}$  Höhe, wenn die Tiefe der Sonne  $4,9^{\circ}$  beträgt; doch

kann man nicht gerade selten eine viel höhere Ausdehnung, bis zu  $75^{\circ}$  und darüber, beobachten, wobei man die darunter befindliche Partie des Osthimmels als bleigrau qualifizieren möchte. Dagegen ist es mir viel seltener vergönnt gewesen, einen deutlich verlaufenden Bogen des dunklen Segmentes in grösseren Höhen noch aufzufinden; einigemal bis  $30^{\circ}$  und nur dreimal näher dem Zenithe, ebensowenig als es möglich war, dessen Durchgang durch den Zenith, eine sehr wichtige Phase der Erscheinung, genau zu bestimmen. Aus zwei solchen Beobachtungen ergibt sich für dieses Moment eine Depression der Sonne von  $5,8^{\circ}$ . Die sogenannte bürgerliche Dämmerung hat nunmehr ihr Ende erreicht; denn in einem nach Osten gelegenen Zimmer ist es alsdann so finster geworden, dass man künstlichen Lichtes zur Vornahme seiner Beschäftigungen bedarf.“

„Unterdessen sind am Westhimmel folgende Veränderungen eingetreten. Der orangegelbe (2) Streifen von etwa  $3^{\circ}$  Höhe ist fast unverändert geblieben, das Braunrote darunter ganz verschwunden, und das Grün (1) reicht nur bis  $8^{\circ}$  Höhe. Sowie aber die Sonne in  $3,8^{\circ}$  Tiefe angelangt ist, bekommt der Westhimmel in etwa  $25^{\circ}$  Höhe über dem Horizonte einen Stich ins Rosa (bisweilen mehr rötlich, bisweilen mehr purpurn), der schnell kräftiger wird, nach unten und oben sich ausdehnt, sodass ein rosarotes Kreissegment von nahezu  $40^{\circ}$  Höhe den unteren Schichten aufsitzt. Da, wo diese Färbung zuerst bemerkbar wurde, erreicht sie auch bei etwas tieferem Sonnenstande ( $4,3^{\circ}$ ) ihre grösste Intensität und hat alsdann ein überaus glänzendes Aussehen, nicht unähnlich einer Schicht rotglühender Dämpfe, die als zarter Vorhang herabwallen. Dieses erste Rosalicht sinkt rasch nach abwärts, während die darunter liegenden Schichten nur wenig an Mächtigkeit abnehmen, und ist bei  $6^{\circ}$  Tiefe der Sonne gewöhnlich ganz verschwunden.“ Das erste Purpurlicht ist häufig von bläulich erscheinenden, zur Sonne (unter dem Horizont) konvergierenden Dämmerungsstrahlen durchzogen, welche von Wolken oder irdischen schattenwerfenden Gegenständen herrühren. Diese Strahlen, in welchen das gewöhnliche Himmelsblau sich geltend macht, tragen häufig dazu bei, die Ausbreitung des Purpurlichtes weiter verfolgbar zu machen, als dies sonst möglich wäre. Dieselben reichen bisweilen über das Zenith hinaus und scheinen dann nach der Ostseite hin auch zu konvergieren. Sie sind nach Hellmann seltener in Spanien als in Deutschland.

„Nachdem die erste Gegendämmerung den Zenith passiert hat und das erste Rosalicht verschwunden ist, fängt der das helle Segment begrenzende Bogen am Westhimmel an mit grosser Bestimmtheit er-

kennbar zu werden. Bei einer Sonnentiefe von  $6^{\circ}$  liegt er in etwa  $75^{\circ}$  Höhe; am Westhorizonte in  $170^{\circ}$  Azimutumfang lagert eine kaum  $2,5^{\circ}$  hohe Schicht Orangegelb (2), darüber eine doppelt so breite Grün (1), während der übrige Teil des Segmentes weissblau (1) ist und von dem Dunkelblau (4) des Zeniths und dem noch etwas helleren des Osthimmels sich kräftig abhebt. Dieser Dämmerungsbogen sinkt rasch nach unten, schneller als die Sonne unter den Horizont, und erreicht bei  $10^{\circ}$  Depression der Sonne kaum noch ebensoviel Grad Höhe. In diesem Stadium der Erscheinung kann man bisweilen (14 Proz. der Fälle) am Westhimmel ein zweites schwächeres Rosalicht, welches stark ins Rotgelbliche überspielt, entstehen sehen, das aber von geringerem Umfange und kürzerer Dauer, als das erste ist. Nur zweimal trat es viel lebhafter als jenes auf und nur dreimal habe ich mit äusserster Mühe Spuren einer vorübergehenden Rosafärbung am Osthimmel entdecken können. Bei  $11,5^{\circ}$  Tiefe der Sonne (einmal erst bei  $16,6^{\circ}$  und bei einer Morgendämmerung schon bei  $18^{\circ}$ ) ist jede Spur rötlicher Färbung am Westhimmel verschwunden und das scharf begrenzte helle Segment eilt rasch dem Horizonte zu.“

Diesen erreicht es um so früher, je geringer die Luftfeuchtigkeit ist. Auch ist bei diesem Ende der „astronomischen Dämmerung“ am Abend (mittlere relative Feuchtigkeit 64 Proz.) die Sonnenhöhe näher an Null als bei ihrem Anfang am Morgen (mittlere relative Feuchtigkeit 82 Proz.) wie folgende Ziffern von Hellmann zeigen, die in März 1877 beobachtet sind.

Zeit	Tiefe der Sonne	Rel. Feucht.	Zeit	Tiefe der Sonne	Rel. Feucht.
März 6. Morgen	$18^{\circ} 15'$	72 Proz.	März 11. Morgen	$19^{\circ} 37'$	85 Proz.
„ 6. Abend	15 51	55 „	„ 11. Abend	15 29	71 „
„ 7. Morgen	17 51	80 „	„ 12. Morgen	19 13	84 „
„ 7. Abend	16 3	61 „	„ 12. Abend	15 24	61 „
„ 8. Morgen	17 15	82 „	„ 13. Morgen	19 25	83 „
„ 8. Abend	15 15	77 „	„ 13. Abend	15 26	74 „
„ 10. Abend	15 51	41 „	„ 14. Morgen	18 13	88 „
			„ 14. Abend	15 50	68 „

Ebenfalls ist die Tiefe der Sonne bei Anfang oder Ende der astronomischen Dämmerung grösser in der Regenzeit als in den trockenen Perioden.

Nach dem Untergang dieses Dämmerungsbogens kann man noch an der Tiefe des Blaus am Nachthimmel bisweilen Spuren von Dämmerungserscheinungen erblicken.

Die ungewöhnlichen Dämmerungserscheinungen nach dem Krakatau-Ausbruch. Eine ganz aussergewöhnliche Pracht zeigte die Dämmerung eine Zeit lang nach dem heftigen Ausbruche Krakataus am 27. August 1883. Bishop und später Lockyer schlugen dafür die Erklärung vor, die Staubmasse habe sich allmählich in der Luft verbreitet und verursache die starke Wirkung der Atmosphäre. Wie gering diese Masse war, geht daraus hervor, dass die  $15 \text{ km}^3$  Staub, welche bei dem Ausbruch Krakataus in die Luft geblasen wurden, wenn sie auch ganz darin schweben geblieben wären, doch nicht mehr als einer Dicke von 0,01 mm entsprächen, wenn sie über die ganze Erdkugel verbreitet wären. Ohne Zweifel dienten aber diese kleinen, wahrscheinlich auch nicht unter dem Mikroskop sichtbaren Staubteilchen als Kondensationskerne des in höheren Luftschichten befindlichen Wasserdampfes und fielen erst sehr langsam mit Regen nieder. Man kann auch kaum mehr bezweifeln, dass dieser Staub den genannten Effekt hervorgebracht hat. Der Staub verbreitete sich in Form von Cirrus-Wolken in 20 bis 30 km Höhe so schnell, dass schon am 29. Aug. Brasilien, am 30. Aug. der Südatlant, am 31. Aug. bis 3. Sept. Central-Amerika und die Westküste Süd-Amerikas, am 5. Sept. Honolulu, Neu-Guinea und die Philippinen erreicht waren; am 5. Sept. wurde er in den Vereinigten Staaten und England, am 9. Sept. in Neu-Seeland, 15. Sept. in Australien, 20. Sept. in Nord-Afrika, Italien und England beobachtet. Anfang Oktober trat die Erscheinung im Capland auf, Ende September in Adelaide, Süd-Australien. In Nord-Amerika und Europa waren die prachtvollen Sonnenuntergänge von Ende November an überall zu sehen.

Auch im Jahre 1831 und bei einigen anderen Gelegenheiten hat man aussergewöhnlich schöne und ausgedehnte Abendröten beobachtet. Diejenigen vom Jahre 1831 sind mit dem Ausbruch in Zusammenhang gebracht, durch den die vulkanische Insel Ferdinandea zwischen Pantellaria und Sicilien gebildet wurde (13. Juli 1831).

Nach v. Bezold unterschied sich die Erscheinung von gewöhnlichen Dämmerungen hauptsächlich dadurch, dass alles Licht viel mehr diffus war wie sonst. So konnte die Begrenzung des von dem Erdschatten hervorgerufenen dunklen Segmentes, das sonst sehr scharf hervortritt, nicht deutlich wahrgenommen werden. Ebenso war das erste Purpurlicht sehr schlecht begrenzt und viel ausgedehnter wie gewöhnlich,

so dass der grösste Teil des Himmels purpurfarbig erschien. Häufig wird das Schauspiel so geschildert, dass es den Anschein hatte, als stände der ganze Westhimmel in Flammen.

Ganz abnorm stark entwickelt war das zweite Purpurlicht, welches sonst nur in wenigen Fällen und meist als schwache Andeutung beobachtet wird. Unmittelbar vor Sonnenaufgang oder gleich nach Sonnenuntergang erhielt der ganze Himmel, besonders bei dunstiger Luft, eine ungewöhnlich gelbe, oft schwefelgelbe Färbung, die bei gewöhnlicher Dämmerung nicht vorkommt.

Die Sonne selbst erschien in den Tropen häufig grün oder (höher auf dem Himmel) blau, bisweilen kupferfarbig oder silberglänzend. Die grüne Färbung der Sonne wurde auch bisweilen in Japan und China sowie in Europa (Krakau Jan. 1884, Kersal in England Dez. 1883, Kalmar in Schweden Febr. 1884), sowie in der Nähe der Azoren beobachtet. Der Mond und auch hellere Sterne wurden als mit grünem Licht strahlend beschrieben. Diese eigentümlichen Färbungen rührten wahrscheinlich von gröberen Partikelchen her, die ziemlich bald herunterfielen. Sie verschwanden relativ schnell.

Die blaue Farbe der Sonne erklärte Kiessling folgendermaassen. Wenn man weisses Licht durch gewisse Staubwolken (z. B. Salmiakrauch) betrachtet, erscheint es blau, häufig sehr schön. Steht eine solche „blaue“ Sonne, welche auch grünes Licht aussendet, nahe am Horizont so wird das Blau in ihrem Licht beim Durchgang der Atmosphäre weggesiebt und die Sonne erscheint grün.

Das auffallendste war aber der Bishopsche Ring, welcher zuerst in Honolulu am 5. Sept. 1883 von Sereno Bishop beobachtet wurde.

Um die Sonne zeigte sich ein eigentümlicher Hof von grosser Ausdehnung ( $22^{\circ}$ — $24^{\circ}$ ), innen war er weiss mit nach innen bläulichem Stich, nach aussen war er rötlich, bisweilen braun mit Abtönungen in Lila oder Purpur gegen den blauen Himmel. Dieser Ring wurde noch lange nach dem Verblassen der herrlichen Dämmerungen gesehen (in Europa bis Juli 1886, einige Beobachter wollen ihn 1888 oder sogar 1889 noch gesehen haben).

Der innere Radius ( $R$ ) des roten Ringes erreichte nach Archibald  $10^{\circ} 33'$ , nach Riggenbach  $10^{\circ}$ , der äussere Radius wurde geschätzt auf  $22^{\circ} 46'$  bzw.  $22^{\circ}$ , derjenige der hellsten Stelle des Ringes auf  $14^{\circ}$ . Der Ring war als der rote Saum des innersten weissen Feldes der Fraunhoferschen Farbenringe anzusehen. Danach berechnete sich

der Durchmesser ( $d$ ) der wirksamen Teilchen nach der für diese Ringe und folglich auch für Höfe (vgl. S. 847) geltenden Formel:

$$\sin R = 1,22 \frac{\lambda}{d}.$$

Als  $R$  ist  $22^\circ 45' - 16'$  bzw.  $22^\circ - 16'$  zu setzen, da der Sonnenradius selbst  $16'$  beträgt, als  $\lambda$  die mittlere Wellenlänge von weissem Licht  $0,00057$  mm. So erhält man  $d$ -Werte gleich  $d = 0,00182$  bzw.  $d = 0,00188$  mm. Diese  $d$ -Werte gelten für die kleinsten Partikelchen, die grösseren wurden zu etwa doppelt so grossen linearen Dimensionen geschätzt.

Gegen Sonnenuntergang erweiterte sich der Ring und wurde unsymmetrisch. Nach den Messungen von Rigggenbach hatte  $R$  bei der Zenithdistanz  $Z$  der Sonne folgende Werte:

$Z$	$R$ (innerer)	$R$ (hellster)	$R$ (äusserer)
$< 80^\circ$	$10^\circ$	$14^\circ$	$22^\circ$
$80^\circ - 89^\circ$	13,9	16,2	23,8
$89^\circ - 93^\circ$	17,5	19,2	24,6

Der Ring wird breiter, weil bei zunehmender Zenithdistanz das Licht mehr monochromatisch rot wird und infolgedessen  $\lambda$  und  $\sin R$  wachsen. Der Ring war in der reineren Atmosphäre des Gebirges glänzender und längere Zeit hindurch zu sehen als in der Ebene.

Das Spektrum des Bishopschen Ringes zeigte nichts Auffallendes, das Rot war sehr stark entwickelt. Rigggenbach fand, dass ausserhalb des Ringes das Himmelslicht in der Ebene polarisiert ist, welche durch Sonne, Auge und den beobachteten Punkt geht, innerhalb des Ringes dagegen senkrecht zu dieser Ebene.

Das erste Purpurlicht wurde von Kiessling als eine Fortsetzung des Bishopschen Ringes angesehen, Rigggenbach hat diese Theorie durch eine grosse Menge von Messungen über das Spektrum und die Polarisation dieser beiden Erscheinungen, die nur quantitativ sich zu unterscheiden scheinen, erhärtet.

Das erste Purpurlicht ist so lange sichtbar, als die von der Sonne beleuchteten Stauteilchen noch über dem Horizont liegen. Das zweite Purpurlicht wird als der Widerschein des ersten betrachtet. Aus der Verschwindungszeit des zweiten Purpurlichtes kann man infolgedessen die Höhe der Partikelchen berechnen. Archibald fand auf diese Weise:

Zeit	Stationen Anzahl	mittlere geogr. Breite	Höhe in km
1883 Aug. 23.—27.	4	11° 12'	32
„ Sept. 2.—14.	7	12 59	24
„ Okt.	4	25 45	25
„ Nov.	11	45 33	26
„ Dez.	30	44 30	19
1884 Jan.	4	49 30	17

Die Höhe gleich nach dem Krakatau-Ausbruch betrug demnach etwa 30 km, eine Höhe, die nach einer Messung des Kapitäns der Medea am 26. Aug. 1883 von der Rauchsäule des Krakatau erreicht wurde.

Die Tiefe der Sonne unter dem Horizont beim Verschwinden des zweiten Purpurlichtes war nach Riggénbach:

1883 Aug. und Sept.	18° 1'
„ Okt.	17 42
„ Nov.	17 13
„ Dez.	15 54
1884 Mittel	11 5
1885 „	10 6
1833—37 nach Necker	12 42
1841—44 „ Bravais	13 24
1876—77 „ Hellmann	11 30

Ende August und Anfang September 1883 wurden einige Beobachtungen gemacht, welche ein so spätes Verschwinden des zweiten Purpurlichtes angaben, dass man vermuten muss, sie seien einem „dritten“ Purpurlicht zuzuschreiben. In diesem Falle wird die berechnete Höhe 25 (zu Mascat), 26 (in Venezuela) und 32 km (auf St. Helena), während, wenn die Erscheinung als zweites Purpurlicht zu betrachten wäre, 53 bzw. 67 km sich ergeben würden.

Riggénbach hat über die Dauer des Purpurlichtes folgende Statistik gegeben. Unter  $t$  ist die Zeit in Minuten nach Sonnenuntergang, unter  $h$  die Tiefe der Sonne in Graden unter dem Horizont angegeben.

	Erstes Purpurlicht								Zweites Purpurlicht							
	Beginn		Grösste Helle		Ende		Dauer		Beginn		Grösste Helle		Ende		Dauer	
	t	h	t	h	t	h			t	h	t	h	t	h		
Winter 1883—84	18	3,1	31,5	5,2	44	7,3	26		48	7,6	62,5	9,8	97	15,5	49	
Sommer 1884 . .	24	3,9	27	4,3	38	5,7	14		42	6,3	—	—	—	—	—	
Herbst 1884 . .	17	3,4	21	4,0	32	5,9	15		33	6,2	36	6,7	41	7,5	8	
Winter 1884—85	20	3,4	24	4,1	38	6,3	18		46,5	7,6	49,5	8,1	68,5	11,1	22	
Sommer 1885 . .	12,5	2,3	22	3,5	38	5,6	25,5		48	6,6	57,5	7,7	62,5	8,3	14,5	
Herbst 1885 . .	12	2,6	20	3,5	32	5,8	20		37	6,8	46,5	8,4	65	11,4	28	
Winter . . . .	19	3,3	28	4,7	41	6,8	22		47	7,6	56	9,0	83	13,3	36	
Sommer . . . .	18	3,1	24,5	3,9	38	5,7	20		45	6,5	57,5	7,7	62,5	8,3	17,5	
Herbst . . . .	14,5	3,0	20,5	3,8	32	5,9	17,5		35	6,5	41	8,3	53	9,5	18	
Jahr . . . . .	16,5	3,1	23,5	4,0	36	6,5	19,5		40,5	6,8	49	8,3	63	10,2	22,5	

Aus dieser Statistik scheint hervorzugehen, dass der Winter am günstigsten für die Entwicklung dieser Erscheinung ist, da der  $h$ -Wert für das Ende der Purpurlichter in dieser Jahreszeit am höchsten ist. Danach kommt der Herbst und dann der Sommer, im Frühling sind sie am wenigsten zu beobachten. Dies hängt vermutlich mit der relativen Feuchtigkeit am Beobachtungsorte (Basel) zusammen, welche denselben Gang hat. Dieser Umstand deutet, wie viele andere, darauf hin, dass die Purpurlichter hauptsächlich auf die in den oberen Schichten der Atmosphäre kondensierten Wassertröpfchen zurückzuführen sind.

Wie erheblich das Purpurlicht in dieser Zeit gegen gewöhnliche Verhältnisse verstärkt war, geht aus folgender Statistik über seine Intensität von Riceò hervor; unter Beob. steht die Anzahl von Beobachtern:

	1. Purpurl. Beob.	2. Purpurl. Beob.
1883 Dez.	8	9
1884 Jan.	8	5
Febr.	5,4	10
März	5,2	5
April	3,3	14
		0,9
		13

Die Intensität des zweiten Purpurlichtes ändert sich nahezu wie das Quadrat der Intensität des ersten Purpurlichtes. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da das erste Purpurlicht auf einer einmaligen, das zweite auf einer zweimaligen Reflexion des Sonnenlichts an den suspendierten Staubeilchen beruht.

In den Wintermonaten 1884—1885 und 1885—1886 war noch eine kleine Zunahme des Purpurlichtes zu konstatieren. Diese rührt von den im Winter (in Italien) gewöhnlicheren Cirrus-Schleiern her.

Auch über die Höhe des ersten Purpurlichtes hat Riggensbach Beobachtungen veröffentlicht, deren Mittelwerte (aus 76 bzw. 35 Messungen) in folgender Tabelle wiedergegeben sind.

Tiefe der Sonne	Oberer Rand		Unterer Rand		Breite
	Winkelhöhe	Höhe	Winkelhöhe	Höhe	
2,25 <sup>0</sup>	16 <sup>0</sup>	2,6 km	16 <sup>0</sup>	2,6 km	0 <sup>0</sup>
2,5	25	3,5	13	3,2	12
3,0	28	5,4	9	4,5	19
3,5	34	7,9	7,5	6,2	26,5
4,0	33	10,6	6	7,7	27
4,5	26	13,4	5,5	9,5	20,5
5,0	20	16,0	5	11,3	15
5,5	16	18,6	3	11,3	13
6,0	12	20,7	—	—	—
6,5	8	21,4	—	—	—

Die Höhe nimmt zu, während die Sonne unter den Horizont sinkt. Das Purpurlicht besteht aus zwei Teilen, 1. dem eigentlichen Purpurlicht mit roten und orangefarbenen Strahlen, die, wie das Licht des Bishopschen Ringes senkrecht zu dem Radius nach der Sonne teilweise polarisiert sind, und 2. dem gewöhnlichen Himmelslicht mit hauptsächlich grünen und blauen Strahlen, die parallel zum genannten Radius polarisiert sind.

Polarisation des Himmelslichtes. Im Jahre 1809 entdeckte Arago, dass das blaue Himmelslicht teilweise polarisiert ist. Man kann diese Thatsache mit Hilfe eines gewöhnlichen Nicols konstatieren. Arago benutzte dazu ein Instrument, welches einen aus mehreren planparallelen Glasplatten, die schräg zur Sichtlinie liegen, zusammengesetzten sogenannten Glasstapel enthielt. Später wurde bei solchen Beobachtungen meist ein Savartsches Polariskop benutzt. Dasselbe besteht aus einem Nicolschen Prisma und zwei gleich dicken Quarzplatten, deren Flächen 45<sup>0</sup> gegen die Hauptachse geneigt sind und deren Hauptachsen gegen einander einen Winkel von 90<sup>0</sup> bilden. (Eine solche Anordnung wird unter anderem im Wildschen Polaristrobometer benutzt.) Wird teilweise polarisiertes Licht durch dieses Instrument beobachtet, so sieht

man im Gesichtsfeld eine Reihe von parallelen farbigen Interferenzstreifen, die in zwei Lagen verschwinden, in zwei anderen, die damit Winkel von  $45^\circ$  bilden, eine maximale Intensität besitzen. Ist der mittlere Streifen dunkel, so steht die Schwingungsebene des Nicols senkrecht zur Schwingungsrichtung der einfallenden polarisierten Strahlen.

In jüngster Zeit ist von Jensen ein relativ einfaches und genaues Instrument, das Photometer von L. Weber, benutzt worden. Dasselbe besteht (Fig. 266) aus zwei Nicolschen Prismen  $a$  und  $b$ , von denen das erste entfernbar, das zweite drehbar ist; zu diesem Zweck ist es mit der Fassung  $c$  und der Skala  $s$  versehen. Davor liegt ein Lummer-Brodhunsches photometrisches Prisma  $p$  und eine Okularöffnung  $o$ . Zur Seite

ist ein Knierohr eingesetzt, welches bei  $p_1$  ein rechtwinkeliges Prisma enthält. Oberhalb des Knierohrs bei  $r$  kann ein Rauchglas angebracht werden. Man blickt bei  $o$  hinein und vergleicht die Helligkeit der durch das Hauptrohr  $M$  und der durch das Knierohr  $N$  einfallenden Lichtstrahlen. Will man die Lage der Polarisationssebene des Himmelslichtes feststellen, so entfernt man den Nicol  $a$  und ersetzt ihn durch ein Rauchglas von der Art, dass beim Drehen von  $b$  bisweilen das Licht aus  $M$ , bisweilen dasjenige aus  $N$  stärker erscheint. Bei zwei Stellungen von  $b$  ist die Helligkeit gleich. Die

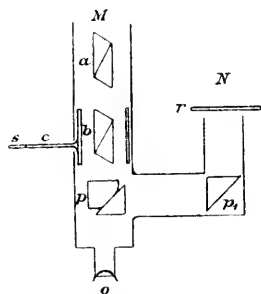


Fig. 266.

Bissectrix des Winkels zwischen diesen beiden Stellungen giebt die Polarisationsrichtung an. Um die relative Helligkeit der beiden Lichtkomponenten nach der Polarisationsrichtung und senkrecht dazu zu ermitteln, setzt man  $a$  wieder ein, stellt  $b$  in eine der genannten Richtungen ein und wählt ein Rauchglas  $r$  so, dass das aus  $M$  kommende Licht heller erscheint. Durch Drehung von  $b$ , bis gleiche Helligkeit eintritt, findet man für beide Fälle, um welchen Bruchteil der eine und der andere Lichtkomponent zu schwächen ist, damit sie gleich hell werden wie das aus  $N$  kommende Licht. Man lernt also ihre relative Stärke kennen. Um endlich die absolute Helligkeit des Himmelslichtes zu messen, stellt man vor  $N$  einen künstlich beleuchteten Schirm, der z. B. von  $10000 \text{ cm}^2$  ebensoviel Licht senkrecht aussendet wie eine Normalkerze in horizontaler Richtung.

Arago fand bei seinen Untersuchungen, dass im allgemeinen das Himmelslicht senkrecht zu der Ebene polarisiert ist, welche durch das

Polarimeter, den beobachteten Punkt und die Sonne geht. Becquerel zeigte, dass die Polarisationssebene nur im Zenithpunkt genau diese Richtung hat. Die Abweichung beruht auf der Drehung der Polarisationssebene durch das erdmagnetische Feld. In der Nähe der Sonne ist die Polarisation sehr schwach. Um den sogenannten antisolaren Punkt (Gegensonne  $G$  in Fig. 267), der der Sonne  $S$  diametral gegenüber liegt, ist das Licht in der genannten Ebene (nennen wir sie Einfallsebene) polarisiert. In einem Punkte des grössten Kreises durch Zenith ( $Z$ ) und Sonne ( $S$ ) wird infolgedessen die Polarisation Null sein. Ein solcher sogenannter neutraler Punkt  $A$ , wurde von Arago in etwa  $20-30^\circ$  Höhe über dem antisolaren Punkte aufgefunden.

Brewster, welcher wie Delezenne in Lille und Quetelet in Brüssel, unabhängig von Arago, aber später, die Polarisation des Himmels-

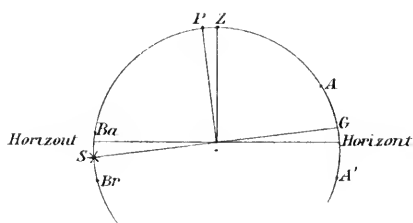


Fig. 267.

lichtes entdeckte, fand die wichtige Thatsache, dass der Aragosche neutrale Punkt nicht eine konstante Lage zum Gegenpunkt der Sonne hat, sondern nach Sonnenuntergang sich davon entfernt. Wenn die Sonne  $11^\circ 5'$  über dem Horizont steht, so liegt nach Brewster der Aragosche Punkt gerade am Horizont, beim Untergang der Sonne hat

sich der Aragosche Punkt auf  $18,5^\circ$  Höhe gehoben, am Ende der Dämmerung ist die Entfernung des Gegenpunktes der Sonne von dem neutralen Punkt auf  $24^\circ$  gewachsen. Kloeden und Busch fanden abweichend von Brewster, dass die genannte Entfernung vor Sonnenuntergang schwach abnahm und ein Minimum erreichte, wenn die Sonne  $1,5^\circ$  unter dem Horizont stand, wonach sie schnell zu einem Maximum von etwa  $24^\circ$  beim Unsichtbarwerden wuchs.

Andererseits muss die Polarisation an einigen Punkten zwischen der Sonne und ihrem Gegenpunkt ein Maximum erreichen. Diese Punkte ( $P$ ) liegen nahezu senkrecht auf der Verbindungslinie Sonne—Auge, wie Arago fand. Jensen beobachtete die Polarisation des vom Zenith ( $Z$ ) kommenden Lichtes bei verschiedener Sonnenhöhe. Er fand folgende ausgeglichene Mittelwerte, die bei den Einzelbeobachtungen durch Rauch und Wolken sehr stark verändert werden konnten.

Sonnenhöhe	Polarisation	Sonnenhöhe	Polarisation
— 6°	0,700	+ 26°	0,374
— 2	0,717	30	0,323
+ 2	0,681	34	0,274
6	0,650	38	0,222
10	0,579	42	0,175
14	0,528	46	0,137
18	0,477	50	0,110
22	0,425	53,8	0,102

Als Jensen diese Werte mit den für eine bestimmte Stunde berechneten verglich, fand er einen entschiedenen Gang der Differenzen, welcher für die Sommermonate (Juli) am meisten ausgeprägt war. Dieser Gang zeigt die tägliche Variation der Polarisation. Er ist nicht gross. Der Juli hat ein Maximum (0,012 über dem Mittel, um 4<sup>h</sup> 45<sup>m</sup> nachm.). Das Minimum fällt etwa mit der höchsten Tagestemperatur zusammen um 1<sup>h</sup> 45<sup>m</sup> nachm. und beträgt 0,017 (unter dem Mittel). Fürs ganze Jahr sind die betreffenden Werte 0,008 und — 0,010, von viel geringerer Grösse als die Störungen.

Andere neutrale Punkte sind von Babinet und Brewster aufgefunden. Der erste (*Ba*) dieser Punkte liegt ungefähr ebenso hoch über der Sonne wie der Aragosche Punkt über ihrem Gegenpunkt, und der zweite (*Br*), welcher sehr schwer zu beobachten ist, ebenso weit unter der Sonne (vgl. Fig. 267).

Vermutlich liegt ein vierter neutraler Punkt bei *A'*, welcher noch nicht entdeckt ist, weil das Licht zu schwach ist, wenn er über dem Horizont steht.

Auch diese Punkte liegen nicht in ganz konstanter Entfernung von der Sonne. Nach Busch nimmt die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne zu, während diese sinkt, und erreicht ein Maximum beim Sonnenuntergang (Sonnenhöhe — 0,5°). Sie nimmt dann wieder etwas ab, um später bis zum Unsichtbarwerden wieder zu steigen.

Riggenbach wies nach, dass der hellste Kreis des Bishopschen Ringes unpolarisiertes Licht enthält (1886). Dieser hellste Kreis war 14° von der Sonne entfernt, eine Entfernung, die bei sinkender Sonne zunahm. In 1886 waren ebenfalls die Babinetsche und Brewstersche Punkte von der Sonne im Mittel 14° entfernt. Pernter sprach deshalb die Meinung aus, dass die beiden Punkte in normalen Jahren

die einzigen wahrnehmbaren Reste des Bishopschen Ringes seien. Der Babinetsche Punkt verschob sich in den Jahren 1886 bis 1889 um ungefähr  $7^0$  gegen die Sonne. In derselben Zeit näherte sich der Aragorsche Punkt der Sonne um  $2^0$ .

Dass die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne zunimmt, wenn sie gegen den Horizont sinkt, oder wenn die Luft viel Staub enthält (1883), lässt sich offenbar auf dieselbe Ursache zurückführen. Die Polarisationsrichtung des Lichtes aus der Nähe der Sonne zeigt an, dass es von Staubteilchen reflektiert ist. Das blaue Himmelslicht ist dagegen senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Je weiter von der Sonne man den Beobachtungspunkt wählt, desto mehr überwiegt das blaue Himmelslicht. Es muss also einen Punkt (im Vertikal der Sonne) geben, wo die beiden Polarisationen gleich gross sind und das ist eben der neutrale Babinetsche Punkt. Je mehr reflektierende Partikelchen vorhanden sind, desto weiter muss er sich von der Sonne entfernen.

Die Polarisation des blauen Himmelslichtes ahmte Tyndall experimentell mit seinen sogenannten aktinischen Wolken nach. Bei Beleuchtung verschiedener, stark wärmeabsorbierender Dämpfe (z. B. Amylnitrat), fällt eine zarte Wolke aus sehr kleinen Tröpfchen aus, welche blaues Licht in den zum beleuchtenden Lichtstrahl senkrechten Richtungen ausstrahlt. Dieses Licht ist in einer zur Einfallsebene senkrechten Richtung sehr stark polarisiert. Diese Polarisation folgt ganz anderen Gesetzen als die Polarisation bei Reflexion an grösseren Partikelchen. Die maximale Polarisation liegt in einer zum beleuchtenden Lichtstrahl senkrechten Ebene. In anderen Richtungen ist die Polarisation geringer. Tyndall konnte sogar neutrale Punkte auffinden, die durch Mischung des „blauen“ Lichtes und gewöhnlichen reflektierten Lichtes entstanden. Er hatte also eine vollkommene Analogie des Himmelslichtes gefunden. Lord Rayleigh unterwarf diese Erscheinungen einer analytischen Behandlung unter der Annahme, dass die Licht zerstreunenden Partikelchen kleiner als die Wellenlänge des Lichtes ( $0,00035$  mm) seien und zeigte, dass die Erscheinungen vollkommen mit der Lichttheorie übereinstimmen.

Im allgemeinen war die Polarisation des blauen Himmelslichtes nach der Krakatauereption geringer als unter gewöhnlichen Umständen.

Auch bei Schneegestöber, durch welches die Sonne hindurchleuchtet, nimmt die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne stark zu.

Von Wasserflächen oder auch vom Erdboden, z. B. bei Schneebedeckung reflektiertes Licht kann den unpolarisierten Anteil des Himmelslichtes stark erhöhen.

Bei seinen Beobachtungen über die Sonnenabstände der neutralen Punkte bemerkte Busch im Jahre 1891, dass diese Abstände wieder in Zunahme begriffen waren. Da keine namhaften Vulkanausbrüche in dieser Zeit bekannt waren, richtete Busch seine Aufmerksamkeit auf die solaren Ausbrüche und fand in der That für die Periode 1886—1895 einen übereinstimmenden Gang in diesem Abstand und der Sonnen-thätigkeit, was in bester Übereinstimmung mit anderen Erfahrungen steht.

Die Höhe der neutralen Punkte beim Sonnenuntergang und die Sonnenfleckenfrequenz in den Jahren 1886—1895 hat Busch in folgender Tabelle zusammengestellt:

	1886	87	88	89	90	91	92	93	94	95	Mittel
Aragos Punkt	20,1	19,7	18,4	17,8	17,7	20,6	19,6	20,2	<b>20,7</b>	18,8	19,4
Babinets Punkt	23,9	21,9	17,9	16,8	15,4	23,3	21,4	<b>24,2</b>	23,3	19,0	20,7
Sonnenflecken	25,1	19,1	6,7	6,1	6,5	35,6	73,8	<b>84,9</b>	78,0	63,9	

Die Entfernung der neutralen Punkte vom Horizont zeigt genau denselben Gang wie die Sonnenflecken nach Wolfers Relativzahlen, nur kommen die Minimal- bzw. Maximalwerte der Entfernungen etwas später (ungefähr 1 Jahr) als die entsprechenden Werte für die Sonnenflecken, was ja nicht all zu sonderbar erscheint. Der Sonnenstaub (vgl. S. 863) wird nämlich ebenso wie der Krakataustaub einige Zeit brauchen, um zur Erde hinunter zu fallen.

Im Wolkenlicht fand Arago keine Polarisation, Soret machte es jedoch wahrscheinlich, dass es unter Umständen polarisiert sein kann. Jensen bringt die schwache tägliche Periode der Polarisation mit der Wolkenmenge in Zusammenhang.

Soret fand bei Nebel am Horizont vier neue neutrale Punkte in der Nähe der Sonne und ihres Gegenpunktes und auf derselben Höhe wie diese (S und G). Diese neutralen Punkte waren schon früher von Cornu kurz nach der Krakatau-Eruption im Himmelslicht aufgefunden.

Cornu fand, dass bei Vollmond die Polarisation dieselbe war wie bei Sonnenbeleuchtung. Die Stärke der Polarisation nimmt nach Piltshikoff mit der Stärke des Mondlichtes ab, so dass bei Neumond die Polarisation Null ist — eine sehr eigentümliche Erscheinung, die von einigen Versuchen von Pernter bestätigt zu werden scheint.

Wenn man ein Polarimeter auf den Nordpol des Himmels einstellt, so ist das Licht dieses Punktes nach dem oben gesagten immer auf den Stundenkreis der Sonne senkrecht polarisiert. Bei der Einstellung des Polarimeters in diese Ebene kann man einen Zeiger die Drehungen des polarisierenden Apparates im Instrument mitmachen und gleichzeitig über ein Ziffernblatt gleiten lassen, dessen Rand mit den Ziffern 1—24 gezeichnet ist. Der Zeiger giebt dann die Stunde an, wenn das Ziffernblatt einmal einjustiert ist. Dieser Demonstrationsapparat der Polaruhr genannt wurde, ist von Wheatstone konstruiert worden. Eine kleine Abweichung wird durch die erdmagnetische Drehung verursacht.

Ebenso wie die Staubpartikelchen der Luft das diffuse Himmelslicht polarisieren, so geben auch die Staubpartikelchen des Seewassers zu einer ähnlichen Erscheinung Anlass. Soret fand in der That bei Untersuchung des Lichtes im Wasser des Genfer-Sees, dass eine maximale Polarisation beobachtet wird, wenn das Polarimeter senkrecht auf die Richtung der Lichtstrahlen im Wasser eingestellt ist. Wenn die Oberfläche des Wassers durch Wellen gekräuselt wurde, so nahm diese maximale Polarisation stark ab, indem die Lichtstrahlen nicht mehr untereinander parallel waren, sondern grosse Winkel miteinander bildeten.

Hagenbach fand, dass das diffuse Licht, welches die sogenannte Luftperspektive hervorruft, ebenfalls polarisiert ist. Der blaue Dunst oder Hauch, welcher zwischen dem Beobachter und entfernten Gegenständen liegt und sie in einen weichen Schleier einhüllt, rührt hauptsächlich von polarisiertem Licht her und kann demzufolge mit Hilfe eines Nicols zum grossen Teil entfernt werden. In dieser Weise gelingt es, die Conturen entfernter Gegenstände schärfer zu sehen als ohne Zwischenschaltung des Nicols.

Das Alpenglühen. Diese prachtvolle Erscheinung, welche bisweilen an Abenden oder Morgen mit reiner Luft besonders an weissen Kalkfelsen oder schneebedeckten Bergabhängen sich zeigt, wird folgendermassen von v. Bezold beschrieben.

„Bei einer Höhe der Sonne von etwa  $2^{\circ}$  fangen die Berge an, lebhaft rot zu werden, was sich gegen Sonnenuntergang in einer Weise steigert, die man nicht besser als eben durch das Wort „Glühen“ bezeichnen kann. Sowie nun die Sonne mehr und mehr hinabsinkt, steigt der Schatten von unten an den Bergen empor, und entzieht bald auch den höchsten Gipfeln das Licht, so dass sie nun alle fast farblos gra-

und kalt dastehen. Doch schon nach wenigen Minuten fangen sie wieder an, etwas heller zu werden, und zwar zuerst schwach gelblich weiss, bis sie allmählich in einen oft ziemlich lebhaften fleischroten Ton übergehen. Dieses Phänomen, das sogenannte Nachglühen, tritt immer gleichzeitig mit dem ersten Purpurlicht auf, und ist nur durch dasselbe hervorgebracht. Obwohl wieder Schatten und Licht aufs entschiedenste an den Bergen auftreten, so sind doch alle Schatten schlecht begrenzt, wie sich bei der grossen Fläche, welche jetzt als Lichtquelle dient, erwarten lässt; diese grosse Menge diffusen Lichtes hebt der Beleuchtung etwas ungewöhnliches, magisches, wodurch sie die Phantasie des Beschauers so eigentümlich anregt. Das Verschwinden dieser Beleuchtung geschieht nicht sowohl durch das Emporsteigen von Schatten wie das erste Mal, sondern vielmehr durch ein allmähliches Abklingen der Farben. Das Fleischrot geht zuerst in einen hellen, dann in einen dunkler aschfarbenen Ton über, bis endlich die Nacht hereinbricht und allem Farbenspiele ein Ende macht. Ich erinnere mich doch manchmal auch noch an ein zweites, freilich sehr schwaches, doch immerhin unverkennbares Nachglühen beobachtet zu haben, welches dem zweiten Purpurlichte entspricht.“

„Im Chamounithale sind besondere ausserordentlich bezeichnende Namen für diese Erscheinungen üblich. Man unterscheidet nämlich selbst am Montblanc die „coloration brillante“, welche noch von den letzten direkten Sonnenstrahlen herrührt, darauf die „teinte cadaverreuse“, dann „la resurrection du Montblanc“, nämlich das Nachglühen, und endlich „l'extinction“.

„Die Angabe der genannten Forscher (die Brüder Schlagintweit), dass sie niemals des Morgens ein Analogon des Nachglühens beobachtet hätten, ist mir geradezu unverständlich, da ich (und auch Necker), obwohl ich mich nicht gerade zu häufig vor Sonnenaufgang im Freien befunden habe, doch an jedem hellen Morgen, wo dies der Fall war, zu der entsprechenden Zeit die Berge mit rosafarbenem, ausserordentlich diffusem Lichte übergossen fand. (In Partenkirchen im bairischen Hochlande kann man diese Erscheinung am Zugspitzgebirge aufs Prachtvollste beobachten, während die grosse Wand des Wetterstein für das Nachglühen am Abend ausserordentlich günstig liegt.) Die rosa und purpurnen Töne sind des Morgens vorherrschend, während die feurigeren Tinten, das Orange und das Rote, wie man es des Abends beobachtet, weit sparsamer vertreten sind, und gewiss mit vollem Rechte als Vorboten schlechten Wetters betrachtet werden.“

Amsler will diese Erscheinung in anderer Weise erklären. Beim Sonnenuntergang an klaren Abenden entsteht eine heftige Strahlung der Erde, so dass sich die untere Luft schnell abkühlt. Es bildet sich eine starke Temperaturinversion aus, welche eine Art Kimmung zu Folge hat. Die Sonne, welche schon unter den Horizont gesunken war, erscheint dann wieder. Diese Wahrnehmung soll nicht selten in den Alpen gegenden gemacht werden. Amsler giebt sogar an, er habe von Righi aus die Sonne nach ihrem Untergang zweimal wieder auftauchen und untergehen gesehen. Das Nachglühen der Alpen sollte von der direkten Beleuchtung durch die wiederauftauchende Sonne herrühren.

Da nun das erste Purpurlicht etwa 15—40 Minuten nach dem astronomischen Sonnenuntergang eintritt, ist es leicht, die ältere Theorie zu prüfen. Diejenige von Amsler könnte durch Beobachtungen über das gleichzeitige Wiederauftauchen der Sonne und Eintreten von Nachglühen geprüft werden. Die v. Bezold'sche Schilderung des Nachglühens ebenso wie die Messungen von R. Wolf, sind nicht für die Amsler'sche Theorie günstig.

Die Intensität des Himmelslichtes. Während das von der Atmosphäre durchgelassene Licht, wie die oben angeführten Messungen von Abney und Langley zeigen, prozentisch viel weniger blaue Strahlen enthält als das ungeschwächte Sonnenlicht, muss natürlich das umgekehrte für das diffus reflektierte Himmelslicht gelten. Dies ist auch der Grund der blauen Farbe des diffusen Himmelslichtes.

Zum Verständnis des blauen Himmels versuchte man erst physiologische Erklärungsgründe herbeizuziehen. Ein Teil Wahrheit liegt diesen Versuchen zu Grunde, indem das Auge für schwache Lichteindrücke bei blauen Tönen empfindlicher als bei roten Tönen ist. Deshalb haben die vom Mondlicht beleuchteten Gegenstände einen bläulichen Ton, was auch auf Gemälden stark hervorgehoben wird. Dies ist der Fall obwohl das Mondlicht nicht bläulich, sondern gelblich gefärbt ist. Langley, der dies untersucht hat, vergleicht den Farbenton der Mondoberfläche mit derjenigen von gelbem Sandstein.

Dieser physiologische Umstand bedingt jedoch nur einen äusserst geringen Teil der Blaufärbung des Himmels und die unvergleichlich wirkksamste Ursache der blauen Farbe des Himmels ist in Lord Rayleigh's Theorie zu finden. Die erste Beobachtung, welche zu dieser Theorie führte, wurde von Forbes gemacht, welcher sah, wie die Sonne durch einen Dampfstrahl dicht über dem Sicherheitsventil eines Dampfkessels gesehen, stark rot gefärbt erschien. Gesehen durch den Teil des

Dampfstrahls, in welchem grössere Wassertropfen vorkamen, erschien die Sonne weisslich. Tyndall verbesserte diese Beobachtung, indem er die aktinischen Wolken studierte. In jüngster Zeit hat Pernter eine sehr eingehende experimentelle Untersuchung über diesen Gegenstand ausgeführt, wobei er das Rayleighsche Gesetz prüfte. Er benutzte Emulsionen, die er durch Eingiessen von alkoholischen Lösungen von Mastix in Wasser bereitete. Diese Emulsionen wurden beim Stehen weisslicher (nach 48 Stunden). Durch Veränderung der zugesetzten Mastix- und Alkoholmenge konnte er Emulsionen von verschiedenen Farben, von tiefblau bis milchweiss, erhalten. Die Emulsion befand sich in einem Glastrog und wurde mittelst einer elektrischen Lampe von vorn beleuchtet. Das Licht durchstrich vorher einen Prismensatz, wobei verschiedene Farben abgeblendet werden konnten. Das zur Seite ausgestrahlte Licht wurde mit einem Polarimeter von Cornu untersucht. Die Polarisation zeigte sich nun um so geringer, je milchiger die Emulsion erschien, d. h. je grösser die reflektierenden Teile waren. Bei schön blauen Emulsionen war das Grün am stärksten, das Rot am wenigsten polarisiert. Dasselbe gilt für das Himmelslicht. Bei stark weisslichen Tönen ist das Rot am stärksten, das Blau am wenigsten polarisiert. In diesem Fall sind die reflektierenden Teilchen noch klein gegen die Wellenlänge des roten Lichtes, dagegen verhältnismässig gross gegen diejenige des blauen. Erst wenn die trübenden Teilchen im Verhältnis zur Wellenlänge des Lichtes klein sind, ist die Rayleighsche Theorie anwendbar, und dann ist alles Licht vollkommen polarisiert. In Wirklichkeit ist dies nie erfüllt, und die Stärke des diffus reflektierten Lichtes ist infolgedessen nicht streng der vierten Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional.

Zum Studium des Himmelslichtes hat Crova ein Spektrophotometer benutzt. Zwei Spektre, das eine von dem Lichte eines Punktes des Himmels, das andere von einem Carcelbrenner herrührend, erschienen im Spektroskop gleichzeitig übereinander. Durch Drehung eines von zwei Nicols, die in den Weg des künstlichen Lichtes geschaltet waren, konnte er dasselbe beliebig abschwächen, bis die Helligkeit einer bestimmten Farbe in den beiden Spektre gleich war. In derselben Weise konnte er direktes (abgeschwächtes) Sonnenlicht mit dem Licht der Lampe vergleichen. So konnte er alle Beobachtungen auf die relative Stärke des Sonnenlichtes in verschiedenen Teilen des Spektrums reduzieren. Einige ähnliche Messungen waren schon in England von Lord Rayleigh und in Potsdam von Vogel ausgeführt worden. Crova setzte die Relativzahl für  $\lambda = 0,565 \mu$  gleich 1 und erhielt so für die Stärke des

Himmelslichtes vom Zenith im Vergleich zum Sonnenlicht folgend Zahlen (vgl. S. 501):

$\lambda$	0,635	0,600	0,565	0,530	0,510
$(0,565 : \lambda)^4$	0,627	0,786	1,000	1,281	1,506
England (Rayleigh)	0,586	0,786	1,000	1,303	1,515
Potsdam (Vogel)	0,630	0,760	1,000	1,260	1,460
Montpellier Jan. 1890	0,491	0,702	1,000	1,360	1,800
„ Mittel 1890	—	0,713	1,000	1,300	—
Mont Ventoux 3. Sept. 1890	0,421	0,662	1,000	1,320	2,074
„ „ 3. Aug. 1890	0,737	0,824	1,000	1,120	1,302

Die Beobachtung von Lord Rayleigh stimmt recht gut mit der Theorie überein. Man kann indessen Fälle auffinden, in welchen das Blau des Himmels weniger ausgeprägt ist, als die Theorie verlangt. z. B. in Potsdam und noch mehr in den Ziffern von Mont Ventoux vom 3. Aug. 1890. Diese Daten waren absichtlich an einem Tage aufgenommen, an dem das Himmelslicht sehr blass erschien. Das andere Extrem findet man repräsentiert in der Beobachtung vom Mont Ventoux vom 3. Sept. 1890, an welchem Tag der Himmel äusserst rein blau war. In derselben Richtung bewegen sich die Ziffern vom Jan. 1890, die in Montpellier gewonnen sind. Diese Abweichung von den Forderungen der Theorie glaubt Crova darauf zurückführen zu können, dass die reflektierenden Partikelchen nicht alle gleich gross sind, und dass an den sehr klaren Tagen die sehr kleinen Partikelchen Übergewicht haben, an den Tagen mit blassem Himmel dagegen die gröberen.

Das reinste Himmelsblau zeigt (in Montpellier) der Winter, besonders Januar, fast ebenso rein Herbst und Frühling, der Sommer hat einen weisseren Himmel. Der Unterschied ist jedoch nicht sehr gross. Am Morgen ist der Himmel am reinsten, danach am Abend, zur Mittagszeit ist er mehr weisslich.

Mit Hilfe des oben beschriebenen Photometers hat L. Weber die Stärke der Tageshelle zu verschiedenen Jahreszeiten mit derjenigen einer in bestimmter Weise beleuchteten Milchglastafel verglichen. Er fand auf diese Weise, dass in Kiel die mittlere Tageshelle der Sommer- sonnenwendezeit (am Mittag) elf mal heller ist als die der Winter- sonnenwendezeit.

Irrlichter oder Irrwische. Unter diesen Namen versteht man eigentümliche kleine Flammen, welche besonders über sumpfigen Stellen

erscheinen. Viele haben Zweifel über das Vorkommen dieser Erscheinung geäussert, jedoch giebt es so viele gut verbürgte Mitteilungen über ihr Auftreten, dass man wohl ihre Realität zugeben muss. Müller-Erzbach hat vor Kurzem die betreffenden Angaben gesammelt. Eine der sichersten älteren Beobachtungen ist diejenige von Bessel, welcher am 2. Dezember 1807 früh morgens bei vollkommener Dunkelheit und regnerischem Wetter einige hunderte solche Flämmchen beobachtete. Bessel sass in einem Boot und sah die Flämmchen in etwa 20 Schritt Entfernung über einem ausgegrabenen Moorgrunde, der teilweise mit Wasser bedeckt war, aufsteigen. Sie hatten eine bläuliche an diejenige der Wasserstoffflamme erinnernde Farbe von äusserst geringer Lichtstärke, indem sie den Boden nicht erleuchteten. Sie brannten etwa 15 Sekunden und einige derselben schienen sich gruppenweise seitwärts zu verschieben. Diese Verschiebung wird meist als nur scheinbar angesehen und soll darauf beruhen, dass einige Flämmchen von unten nach oben verlöschen, während neue Flämmchen in der Nachbarschaft auftauchen. Diese Irrlichter wurden bei Bremen beobachtet.

Diese kleine Flämmchen, die oft nur Kerzenflammengrösse besitzen, kommen meist in grosser Menge gleichzeitig vor. Bisweilen beobachtet man grössere (meterhohe) Flammen, die dann vereinzelt oder in geringer Zahl vorkommen. Tschudi sah über einem Sumpf in Brasilien an einem regnerischen Dezemberabend ein rotgelbes, einer Pechfackel ähnelndes, 15 Minuten dauerndes Licht, das von mehreren, bald erlöschenden, bald wieder auftauchenden kleinen Flämmchen umgeben war. A. v. Humboldt erzählt, dass in Cumana, Venezuela, grössere in weiter Entfernung bei Nacht sichtbare Flammen häufig auf den Wiesen beobachtet wurden, welche jedoch das dürre Gras nicht anzuzünden vermochten. In den meisten Fällen scheinen sie keine merkliche Wärme noch Geruch zu entwickeln. So z. B. steckte List seine Hand in eine Irrlichtflamme im Fuldathal, ohne Wärme zu fühlen, Brakenhoff wollte eine Irrlichtflamme auf einem Moor in Oldenburg mit der Hand greifen, sie erlosch dabei, er fühlte keine Wärme. Knorr, später Professor der Physik in Kiew, beobachtete auf einer feuchten Wiese an der Elster mehrere Irrlichter. In einer derselben, eine aussen violette, innen schwach gelbe Flamme von 1,5 Zoll Breite und 5 Zoll Höhe, liess er während einer Viertelstunde den messingenen Beschlag seines Stockes hineinragen, der jedoch dadurch nicht erwärmt wurde. Dagegen gelang es Filopanti, der ein Stück Werg mit seinem Stock in eine über 10 cm breite, schwach rauchende Irrlichtflamme in der Nähe von Bologna hin-

einsteckte, dasselbe zu entzünden. Diese Beobachtung scheint recht alleinstehend zu sein.

Da es Gase, z. B. ein Phosphorwasserstoffgas, giebt, welche sich beim Entweichen in der Luft von selbst entzünden, glaubte man früher, dass die Irrlichter durch Phosphorwasserstoff enthaltende Gase, die von verschiedenen organischen Körpern herrührten, verursacht seien. Gegen diese Ansicht streitet die Geruchlosigkeit, die Abwesenheit von festen Verbrennungsprodukten und der Mangel an Wärmeentwicklung, da Phosphorwasserstoff stark riecht und einen dicken Rauch von Phosphorsäure unter starker Wärmeentwicklung abgiebt. In vielen Beziehungen ähnelt die Irrlichter den Elmsfeuern, die auch weder Wärme noch Rauch geben, dagegen nach Ozon riechen. Ausserdem sind die Irrlichter in Deutschland am häufigsten im Winter und bei Niederschlag ganz wie das Elmsfeuer (vgl. S. 585 u. 587). Häufig werden sie auch an gewitterreichen Tagen beobachtet. Obwohl einige Beobachter, wie Brakenhoff, die bald nach Irrlichtern Elmsfeuer gesehen haben, sie ganz andersartig fanden, hält sich daher bei Vielen die Ansicht, dass die Irrlichter eine Elmsfeuererscheinung auf flacher Erde seien. Die Irrlichter scheinen zufolge der fortschreitenden Drainierung des Bodens seltener zu werden.

## XVI. Atmosphärische Elektrizität.

**Methoden.** Durch die Untersuchungen Franklins und seiner Nachfolger war es erwiesen, dass ein mit Spitzen versehener Drachen Elektrizität aus den Wolken ansammelt. Es zeigte sich bald bei ähnlichen Versuchen, dass die Anwesenheit von Wolken gar nicht nötig war, man sammelte folglich Elektrizität aus der Luft auf. Man richtete sich zum Studium dieser Erscheinung erst so ein, dass man am unteren Ende einer isolierten Blitzableiterstange ohne Erdleitung ein Elektroskop anbrachte. Zur Verhütung von Unglücksfällen war dieses Ende mit einer Kugel versehen, der in geringer Entfernung eine andere zur Erde abgeleitete Kugel gegenüber stand, so dass starke Ladungen zur Erde übergehen konnten.

Bald fand man, dass die Wirkung der Blitzableiterspitzen ziemlich unregelmässig ist. Man ging dann zu folgender Beobachtungsmethode über, welche von Lamont, Dellmann, Peltier und Quetelet benutzt wurde. Eine auf einer isolierenden Stange befestigte Hohlkugel aus Metall wurde in die Höhe gehoben (gewöhnlich über das Dach des Beobachtungshauses). Wenn sie eine bestimmte Höhe erreicht hatte, wurde sie mittelst eines Metalldrahtes kurze Zeit zur Erde abgeleitet, dann in isoliertem Zustand in das Beobachtungszimmer hinuntergebracht und mit einem Elektrometer in Verbindung gesetzt. Der Ausschlag des Elektrometers war der Ladung der Kugel proportional.

Wie wir unten sehen werden, ist die Erdoberfläche mit negativer Elektrizität geladen. Die Kugel kann während ihrer Ableitung zur Erde als eine auf derselben angebrachte Spitze angesehen werden, auf welcher die Elektrizität sich vorzugsweise ansammelt. Die Ladung der Kugel ist der Dichte ( $\mu$ ) der Ladung der Erde proportional, welche nach der Beziehung:

$$\mu = - \frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn}$$

dem Potentialfall  $dV/dn$  der Elektrizität in der Luft proportional ist.

Es ist eigentlich dieser Potentialfall (Zunahme des Potentials in Volt pr. Meter Höhe), den man bei luftelektrischen Messungen zu bestimmen sucht. Wenn man in der letzten Formel  $\mu$  in elektrostatischen Einheiten pr.  $\text{cm}^2$  zählt, so muss man das Potential in den entsprechenden Einheiten (jede gleich 300 Volt) und die Höhe  $n$  in cm. rechnen.

Beobachtet man nicht an der Erdoberfläche, sondern höher in der Luft, so hat man unter  $\mu$  die Elektrizitätsmenge zu verstehen welche in einer vertikalen und von dem Beobachtungspunkte bis zur Erdoberfläche reichenden, die Erdoberfläche einschliessenden Säule von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt sich befindet. Steigt demnach  $dV/dn$  mit der Höhe so ist  $\mu$  grösser als an der Erdoberfläche, d. h. über der Erdoberfläche befindet sich ebenso wie auf ihr selbst eine negative Ladung. Nimm dagegen  $dV/dn$  mit zunehmender Höhe ab, so enthält die Luft unter dem Beobachtungspunkt positive Elektrizitätsmengen. Wenn man also  $dV/dn$  auf verschiedenen Höhen bestimmt, so kann man die elektrische Ladung sowohl der Erdoberfläche als auch der Luft in verschiedene Höhen ermitteln.

Zur Auswertung der Zunahme  $dV/dn$  des Potentials mit der Höhe, muss man das Potential an einem bestimmten Punkt in der Luft messen können. Zunächst haben Spitzen, obgleich in sehr unvollkommenen Grade, die Eigenschaft durch Ausströmung von Elektrizität (annähernd das Potential der umgebenden Luft anzunehmen. Viel besser funktioniert eine Flamme (Volta), z. B. die einer gewöhnlichen Stearinkerze, welche Elektrizität aus ihrer Spitze ausströmen lässt, bis dieselbe das Potential der Umgebung angenommen hat. In ähnlicher Weise, aber weniger sicher wirkt eine rauchende Lunte. Da ein Licht leicht durch den Wind gelöscht wird, hat man in jüngster Zeit diese Vorrichtungen mit gutem Erfolg durch in Lösungen von radioactiven Substanzen (Uranium, Radium, Polonium) getränktes Papier ersetzt. Exner giebt an dass auf diese Weise präpariertes Polonium-Papier seine Empfindlichkeit mehrere Monate hindurch erhält.

Diese letzten Einrichtungen sind bei transportablen Apparaten sehr brauchbar. Bei festen Stationen kann man den Wasserkollektor von Lord Kelvin benutzen. Dieser besteht aus einer mit einer Ausflussöffnung versehenen wassergefüllten Flasche. Der ausfliessende Wasserstrahl zerreisst an einem bestimmten Punkt in kleine Tropfen, die so lange Elektrizität mitführen, bis das Potential des Gefässes gleich demjenigen der umgebenden Luft an der Zerreisungsstelle des Wasserstrahles geworden ist.

Man kann nach einer der angegebenen Methoden einem Körper das Potential der Luft an einer bestimmten Stelle erteilen. Setzt man diesen Körper in leitende Verbindung mit einem Elektrometer, so kann man folglich das Potential an dem gegebenen Punkte ausmessen.

Als Elektrometer benutzte man früher ein Modell von Dellmann, in neuerer Zeit sind das Thomson-Mascartsche Instrument für genauere Beobachtungen, das Elektrometer von Exner bei Beobachtungen auf Reisen, am meisten gebräuchlich. Beim Exnerschen Elektrometer (Fig. 268) wird der Ausschlag zweier Aluminium-Blättchen *b* beobachtet, die an den vertikalen Metallstreifen *s* geklebt sind. *s* trägt den Metallknopf *K*, das ganze ist von einem zur Erde abgeleiteten cylindrischen Metallgehäuse *M* umgeben. *s* ist oben (oder in neueren Instrumenten unten) vermittelt eines guten Isolationsmittels (am besten Bernstein) in *M* eingesetzt. Wenn das Instrument nicht benutzt wird, schiebt man die Metallbacken *DD* zum Schutze der Blättchen *bb* hinein. Am Gehäuse *M* ist ein mit Klemmschraube *L* versehener Metallansatz und darin ein Stab zum Aufstellen des Instruments angebracht. Die gläsernen Seitenplatten des Cylinders sind zum grössten Teil mit Stanniol beklebt. Auf der einen ist der Platz für eine eingravierte Skala freigelassen, an der man den Ausschlag der Blättchen abliest. Eine empirisch entworfene Tabelle giebt das einem bestimmten Skalenteile entsprechende Potential an.

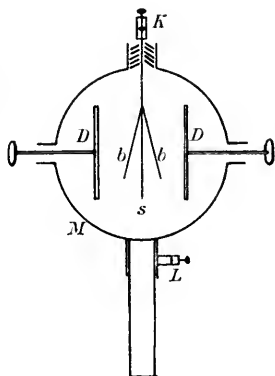


Fig. 268.

Bisher herrschte grosser Mangel an luftelektrischen Messungen, weil es an einem registrierenden Elektrometer fehlte. Diese Lücke ist jetzt von Benndorf ausgefüllt worden. Fig. 269 zeigt das von ihm konstruierte selbstregistrierende Elektrometer, welches in letzter Zeit schnell Eingang in geophysische Institute gefunden hat.

Rechts sieht man eine Uhr *U*, welche alle 10 Minuten einen Kontakt in der Leitung von den unten stehenden Leclanché-Elementen *L* schliesst. Der Strom geht durch eine elektromagnetische Drahtspule (unterhalb *S*), welche einen Anker *A* anzieht, der einen in dem Elektrometer *E* befindlichen mit der Elektrometernadel verbundenen Zeiger *Z* gegen einen Papierstreifen *P* drückt. Während des Stromschlusses, der etwa 5 Sekunden dauert, macht *Z* eine Marke auf dem Papierstreifen.

Wenn der Kontakt aufgehoben ist, schiebt der Anker *A* den Papierstreifen *P*, welcher sich allmählich von der Rolle *R* abwickelt, ein Stück weiter. Das Elektrometer *E* ist ein gewöhnliches Quadrantenelektrometer mit bifilar aufgehängter Nadel, die durch ein in die freie Luft hinaus-

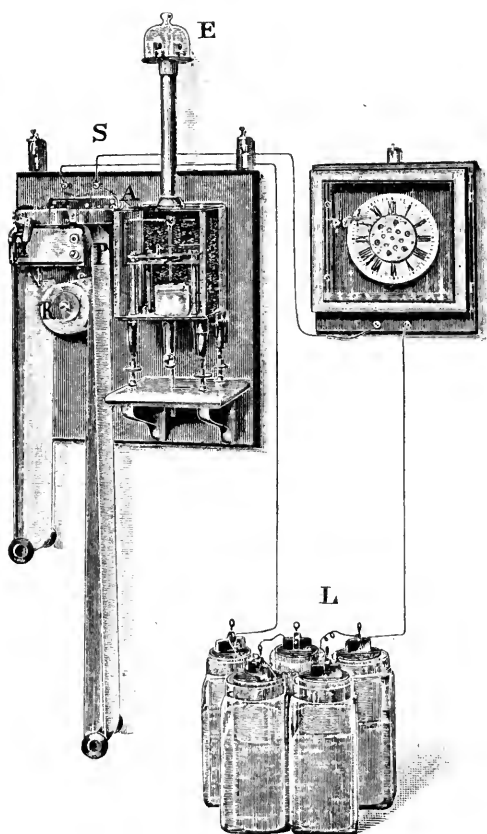


Fig. 269.

ragendes Radiumpräparat das Potential der Luft annimmt. Die Quadranten werden mit einer Batterie von Kalomel-elementen, die keinen merklichen Temperaturkoeffizienten besitzen, geladen. Die Elektrometernadel macht einen grössten Ausschlag von etwa 45 mm nach jeder Seite. Durch Verschiebung der Bifilaraufhängung, sowie durch Änderung der Anzahl der Kalomelelemente kann die Empfindlichkeit nach Belieben geändert werden.

Eigentlich sollte man das Potentialgefälle nur über glattem Erdboden bestimmen. Um Häuser, Bäume, Bergspitzen u. s. w. nehmen die Potentialflächen (vgl. Fig. 270) einen sehr unregel-

mässigen Verlauf an, so dass es unmöglich ist, den Absolutwert des Potentialfalles pro Meter in der Nähe solcher Gegenstände zu bestimmen. Zur Bestimmung von Relativwerten sind dagegen solche Punkte sehr wohl verwendbar. Der Potentialunterschied zwischen einem solchen Punkt und der Erde ist nämlich dem gleichzeitigen Potentialfall pro m proportional. Man bestimmt also ein(oder zur Kontrolle einige)mal den absoluten Betrag des Potentialfalles auf offenem Felde und gleichzeitig das

Potential an einem bestimmten Punkte der Beobachtungsstation, wobei dasjenige der Erde wie gewöhnlich, gleich Null gesetzt wird. Daraus berechnet sich der Korrektionsfaktor, mit dessen Hilfe man eine Bestimmung des Potentials an diesem Punkt in eine des Potentialfalles zur selben Zeit umrechnen kann. Gewöhnlich wählt man als solchen Punkt einen Platz vor einem Fenster, wo der Kollektor eine genau fixierte Lage hat. Bisweilen nimmt man zur Vermeidung von Extremwerten mehrere solche Punkte längs eines horizontalen nichtleitenden Stabes.

In letzter Zeit haben die Beobachtungen des Potentialfalles bei Luftschifffahrten grosses Interesse erregt. In diesem Fall hat man nicht wie bei gewöhnlichen Beobachtungen die Möglichkeit, das Potential der Erde zum Vergleich (Nullpunkt) zu nehmen. Man benutzt daher zwei Kollektoren, die in bestimmter vertikaler Entfernung ( $h$ ) von ein-

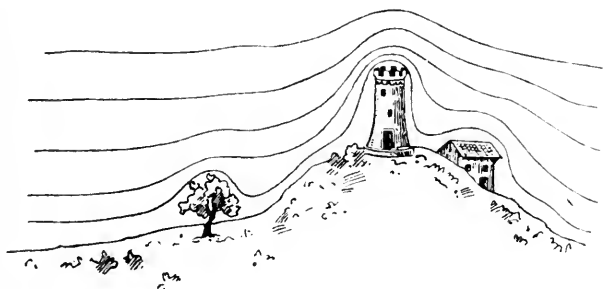


Fig. 270.

ander aufgehängt sind, und beobachtet die Potentialdifferenz ( $V$ ) zwischen diesen. Der Quotient  $V:h$  ist in diesem Fall der Wert des Potentialfalles. Auch hat man Einrichtungen getroffen, dass  $h$  leicht verändert werden kann. Man hat vielfach Befürchtungen geäussert, dass der Ballon eine ähnliche störende Rolle spielt wie die Erhebungen am Boden, oder sogar durch Eigenladungen (durch unvermeidliche Reibungen des seidenen Ballonstoffes) oder mangelhafte Isolation die Beobachtungen unsicher macht. Durch Kontrolproben mit Kollektoren, die in verschiedener Entfernung vom Ballon und in horizontaler Richtung von der Gondel angebracht waren, sowie Isolationsproben ist man jedoch zu der Ansicht gelangt, dass diese Störungen vernachlässigt werden können (Tuma). In jüngster Zeit sind wiederum die Beobachtungen im Ballon wegen der Leitfähigkeit der Luft angezweifelt worden (vgl. S. 901).

Geographische Verteilung der Luftelektrizität. Man hat auf diese Weise eine grosse Menge von Beobachtungsmaterial gesammelt,

wovon leider das ältere nur aus Relativzahlen besteht. Es sind eigentlich nur die Reisebeobachtungen von Elster und Geitel, sowie Exner und seinen Schülern, denen man die noch unvollständigen Kenntnisse über den Potentialfall an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche zu verdanken hat.

Für Wolfenbüttel fanden Elster und Geitel Werte des Potentialfalles (in Volt pr. Meter), welche zwischen 80 im Sommer und 400—500 im Winter liegen. Die Werte sind nur bei reinem Himmel beobachtet, Wolken üben eine sehr störende Einwirkung aus. Bei wolkenbedecktem Himmel kommt es vor, dass das Potential anstatt wie bei schönem Wetter mit der Höhe zu steigen, einen umgekehrten Gang zeigt, und häufig springt der Potentialfall bei solchen Gelegenheiten von ausserordentlich grossen negativen zu ebenso grossen positiven Werten über oder umgekehrt.

Die Störung durch Wolken ist am grössten bei Schnee und Regenfällen, besonders bei Gewitterregen. Ebenso störend wirken Rauch und Staub, besonders Wasserstaub von Wasserfällen, welcher häufig stark negative Luftpotelektrizität, d. h. Abnahme des Potentials nach der Höhe, verursacht (Lenard).

Bei nebligem Wetter beobachtet man häufig sehr starke positive Luftpotelektrizität.

Elster und Geitel fanden bei schönem Wetter, dass die Luftpotelektrizität mit steigender Durchsichtigkeit der Luft abnimmt. Ist  $e$  die Entfernung in Kilometern, in welcher noch ein bestimmter Gegenstand sichtbar war, so fand folgender Zusammenhang statt:

$$\begin{array}{cccc} e = 0,67 & 1,75 & 5,25 & 16,67 \text{ km} \\ dV/dn = 378 & 298 & 122 & 141 \text{ V/m.} \end{array}$$

Exner fand bei schönem Wetter für eine Beobachtungsstation auf Ceylon 57 Volt pr. m im Januar und Februar, für Luxor in Oberägypten im Monat März 128 Volt pr. m. Gockel fand in Biskra für den Monat März einen Wert von etwa 105 Volt pr. m und Benndorf für Tomsk in Sibirien während des Monats Februar 145 Volt pr. m, jedoch unter ungünstigen äusseren Umständen. Bei Beobachtungen in Polarländern hat man sich häufig vergeblich bemüht, einen Potentialfall in der Luft nachzuweisen. Dies beruht wahrscheinlich auf Schwierigkeiten, genügende Isolation für den Kollektor zu schaffen; die Beobachtungen im Jahre 1882—1883 am Cap Thorsen auf Spitzbergen und Cap Horn

zeigen ein ganz ähnliches Verhalten der Luftelektrizität wie an anderen Beobachtungsorten.

Bei den ersten Versuchen, die Grösse des Potentialfalles in höheren Luftschichten mit Hilfe von Ballons (Leecher und Tuma) oder Drachen (L. Weber) zu ermitteln, fand man eine Zunahme mit der Höhe. Spätere Versuche in Ballons von André, Börnstein, Baschin, Tuma und le Cadet ergaben einstimmig eine Abnahme des Potentialfalles mit steigender Höhe. So z. B. fand le Cadet (am 11. Sept. 1897) den Potentialfall in 4000 m Höhe 11 mal, in 1150 m Höhe 3,5 mal kleiner als an der Erdoberfläche (150 Volt pr. m). Ein anderes mal (Sept. 1893) fand er folgende Potentialgefälle in Volt pr. m:

Höhe =	0	1000	4200 m
$dV/dh =$	120	39	11 V/m.

Börnstein und Baschin fanden bei ihren Aufstiegen das Potentialgefälle in 3000 m Höhe oder mehr so gering, dass es nicht gemessen werden konnte.

Aus diesen Beobachtungen scheint hervorzugehen, dass nicht nur die Erdoberfläche elektrisch geladen ist, und zwar mit negativer Elektrizität, sondern dass auch die Luft elektrische Ladungen enthält, welche in der Nähe der Erdoberfläche häufig negativ sind, in höheren Luftschichten aber ein positives Zeichen annehmen. Diese positive Ladung der höheren Luftschichten scheint bei zunehmender Höhe abzunehmen und die Beobachtungen über die Nordlichter deuten an, dass in den höchsten Teilen der Atmosphäre die Ladung wiederum negativ wird.

Bei diesen Beobachtungen in Ballons wechseln nicht selten die Ausschläge der Elektrometer ihre Grösse oder sogar ihr Zeichen, wodurch die Anwesenheit von verschiedenen geladenen übereinander lagernden Luftschichten angezeigt wird.

Tuma fand eine stark negative Ladung in einem dichten Nebel in grosser Höhe, ebenso beobachtete Baschin über einer Wolkenbank in 3700 m Höhe einen ungewöhnlich starken positiven Potentialfall, was eine bedeutende negative Ladung der Wolken zu bedeuten hat.

Ladung der Wolken und des Niederschlages. Schon Franklin fand bei seinen Drachenversuchen, dass die Wolken meist negativ, bisweilen auch positiv geladen sind. Die Beobachtung geschah so, dass man ein geladenes Elektroskop der mit dem Drachen verbundenen leitenden Schnur näherte. Elster und Geitel haben in neuerer Zeit über die Ladung des Niederschlages Versuche ausgeführt.

Sie sammelten den Niederschlag in einem leitenden isolierten Gefäss auf, welches mit einem Elektrometer verbunden war. Zum Schutz gegen die störende Einwirkung des atmosphärischen elektrischen Feldes war das Gefäss von einer oder zwei Hüllen umgeben, die zur Erde abgeleitet waren. Ebenso waren Vorkehrungen getroffen, um zu verhindern dass die Regentropfen gegen das Gefäss spritzten. Die Ladung wurde in bestimmten Zeitintervallen (gewöhnlich jede Minute) ermittelt und danach das Elektrometer zur Erde abgeleitet.

Die Niederschläge zeigen stark abwechselnde Ladungen, sowohl positive wie negative; diese überwiegen jedoch, was mit Franklins Beobachtungen gut übereinstimmt. Während desselben Regen- oder Schneefalls wechselt nicht selten das Vorzeichen der Elektrizität. Besonders gilt dies für Niederschläge mit Gewitter, bei welchen auch ungewöhnlich hohe Ladungen anzutreffen sind.

Die oben erwähnten Beobachtungen von Tuma und Baschin führen zu demselben Resultat.

Jährliche und tägliche Schwankung der Lufterlektrizität. Zur Ermittlung dieser Perioden können nicht nur die in neuerer Zeit ausgeführten Bestimmungen von Absolutwerten, sondern auch die älteren Beobachtungen der Relativwerte verwandt werden.

Was zunächst die jährliche Periode betrifft, so ist sie sehr stark ausgeprägt und zwar so, dass die Lufterlektrizität im Winter ein Maximum zeigt, das gewöhnlich im kältesten Monat liegt (Januar auf der nördlichen, August auf der südlichen Halbkugel, wo Beobachtungen aus Melbourne in Australien und Cap Horn vorliegen). Das Minimum liegt dementsprechend in der wärmsten Jahreszeit (Juni—Juli auf der nördlichen, Februar—März auf der südlichen Halbkugel).

Einen eigentümlichen Fall zeigt Batavia mit zwei Maxima. Man thäte Unrecht, diesem Umstand grosses Gewicht beizulegen, denn die fünf ersten Beobachtungsjahre, ebenso einzelne spätere Jahre, geben eine einfache Periode. Für die Lufterlektrizität gilt es ganz besonders, dass man vieljährige Beobachtungsreihen sammeln muss, um den Gang dieses Elementes einigermaassen genau festzustellen.

Der Betrag der Schwankung ist (vgl. die Tabelle S. 889) in verschiedenen Reihen höchst verschieden. Als Mittelwert für Europa kann wohl die zu Wolfenbüttel beobachtete Schwankung im Verhältnis 1:4,6 angesehen werden. Viel grössere Schwankungen sind nicht selten, beispielsweise für Gent 1:14,5 und für Brüssel 1:10; für St. Louis in Nord-Amerika gilt nahezu dieselbe Zahl 1:4,7 wie für Wolfenbüttel. Niedrigere

Schwankungen zeigen Paris (1:2,3), Kreuznach (1:1,9) und Moncalieri (1:1,7). (Die Ziffern für Gent und Moncalieri scheinen ziemlich unzuverlässig zu sein). Viel geringer ist die Schwankung auf der in den Tauern gelegenen Bergstation Sonnblick (3106 m über dem Meer), wo die Extremwerte sich wie 1:1,18 verhalten.

Mit diesem Verhalten stimmt gut überein, dass auch die tägliche Schwankung der Luftelektrizität an derselben Station gering ist. Auffallend ist auch die Verspätung des Maximums und Minimums um etwa zwei Monate gegen ihre Eintrittszeit in der Ebene.

### Jährliche Periode der Luftelektrizität.

	Brüssel	Kreuznach	St. Louis	Melbourne	Moncaliesi	Paris	Gent	Wolfenbüttel	Helsingfors	Sonnblick	Batavia 90—95	Kiew	Stuttgart
Jan.	500	216	127	25	186	80	58	391	49,7	137	96,6	151	24
Febr.	364	191	116	23	202	68	37	339	52,4	143	86,1	167	18
März	164	137	90	22	161	49	21	294	57,0	145	99,8	75	10
April	100	115	65	26	153	41	9	138	49,1	145	116,3	57	8
Mai	74	109	48	28	122	39	5	110	33,6	141	94,7	38	8
Juni	50	117	30	35	127	39	4	102	21,5	134	99,5	29	8
Juli	63	113	27	35	137	36	18	123	16,8	127	82,2	39	10
Aug.	68	119	39	37	125	50	11	121	18,8	121	95,6	29	11
Sept.	90	128	29	34	165	59	9	121	24,7	119	70,6	33	10
Okt.	162	148	69	31	132	65	23	188	27,8	119	97,6	50	12
Nov.	298	178	94	26	173	73	54	260	33,2	123	113,5	70	12
Dez.	459	192	95	26	177	82	44	470	50,3	130	108,1	109	16
Mittel	199	147	69	29	151	57	25	221	36,2	132	96,7	71	12,3

Die tägliche Schwankung zeigt zwei verschiedene Typen; den einen zeigen einige Beobachtungsstationen, wo der Gang des Potentialfalles nur eine einfache Periode besitzt. Zu dieser Gruppe gehören die hochgelegenen Orte, nämlich ein waldbekleidetes Alpenthal (St. Gilgen), wo Exner Zahlen gesammelt hat, sowie der Sonnblick und Dodabetta in Indien (2670 m) (vgl. Tabelle S. 890). Die Schwankung ist relativ gering, mit einem Minimum früh am Morgen und einem Maximum 2—4 Uhr N. M. Bisweilen ist die Tagesschwankung gar nicht ausgeprägt wie in Benndorfs Beobachtungen aus Tomsk in Sibirien und nach einigen auf Ceylon und dem indischen Ocean ausgeführten Messungen.

Ein wesentlich anderes und verwickelteres Bild geben die übrigen Beobachtungen aus niedrig liegenden Stationen, bei welchen der tägliche

Gang gewöhnlich eine doppelte Periode zeigt mit einem Maximum am Morgen kurz nach Sonnenaufgang und einem anderen am Abend nach dem Sonnenuntergang. Die Minima fallen nach Mittag in die wärmste Tageszeit und früh auf den Morgen.

Die einfache Periode zeigt sich nur in einigen wenigen Beobachtungsreihen in der Ebene, wie Paris (nach Mascart) und Lissabon. Die doppelte Periode ist in Brüssel, Dublin, Wien, Triest, Florenz, Rom, Neapel, St. Louis (Amerika), zu Cap Horn, auf Spitzbergen und in der Oase Biskra, sowie in den sechs letzteren in der Tabelle angeführten Orten beobachtet worden.

### Tägliche Periode der Luftelektrizität.

	V. M.	0	2	4	6	8	10	12	2	4	6	8	10	N.M.
Wolfenbüttel														
Winter . . .						263	327	328	357	323	348	376	414	
Sommer . . .						192	148	122	126	108	96	118	123	
St. Gilgen Juli														
bis Okt. . . 89						70	84	87	89	107	100	94	93	
Sonnblick . . .						86	86	95	109	114	110	104	—	
Dodabetta . . .						60	86	110	120	119	189	115	—	
Kew . . . . .	7,9	7,6	7,6	9,5	11,2	11,3	9,1	8,2	7,4	7,6	8,4	7,8		
Helsingfors 1890														
bis 1896 . . .	36,6	30,1	29,5	35,7	41,3	37,8	38,5	41,6	49,0	51,9	54,2	47,8		
Batavia . . .	125,4	110,6	98,3	112,8	115,0	53,3	41,7	42,0	51,2	104,0	149,4	142,6		
Moncalieri . . .	17,4	16,1	16,3	20,6	20,8	19,8	17,5	14,8	15,5	19,5	19,4	19,1		
Perpignan . . .	33,7	28,5	30,0	35,0	43,6	37,6	37,8	38,0	40,7	47,6	49,6	42,6		
Juli . . . . .	3,2	2,8	2,9	3,4	5,3	4,8	3,4	2,8	3,3	4,5	4,3	3,8		
Melbourne Jan. .	2,7	2,3	2,4	3,7	3,5	2,2	1,8	1,7	1,7	2,2	2,9	3,0		

Die tägliche Schwankung ist von der Sonne abhängig. Dies geht am deutlichsten aus den Daten für Melbourne hervor, indem das Vormittagsmaximum im Sommer (Jan.) früher, das Nachmittagsmaximum dagegen später als im Winter (Juli) eintritt. Es hat danach den Anschein, als ob das Sinken der Luftelektrizität zur Mittagszeit eine Folge der Sonnenwirkung wäre. Diese Wirkung bleibt ja auch in gewissen Fällen, nämlich auf den Berggipfeln, oder überhaupt im Gebirge aus. Man kann sich das leicht so vorstellen, dass ein Teil der negativen Erdladung, denn eine solche muss man annehmen, nachdem das Potentialgefälle positiv ist, durch die Sonnenwirkung zur Luft übertragen wird. Man nimmt auch an, dass der Staub, welcher mit den aufsteigenden Luftströmen bei Tag hinaufbefördert wird, einen Teil der Ladung der Erde mitschleppt. Durch die Einwirkung der Sonnenstrahlen wird die Luft leitend, so dass ein Teil der Erdladung auf den Staub

übergeht. So erklärt man auch die jährliche Periode, indem die Wirkung der Sonne im Sommer viel grösser wie im Winter ist. Man kann auch auf diese Weise leicht verstehen, dass die jährliche Schwankung auf hohen Bergen (Sonnblick) viel geringer ist wie in der Ebene, denn der Schauplatz aufsteigender Luftströmungen, welche die Sonne bewirkt, sind hauptsächlich die niederen Luftschichten; auch dass im Winter die Mittagsdepression geringer wie im Sommer ist, ja sogar die doppelte Schwankung beinahe oder vollständig verschwindet. Das erste ist in Wolfenbüttel der Fall, wo die doppelte Schwankung im Januar sehr wenig ausgeprägt ist; das letztere ist für Paris von Chauveau konstatiert, ebenso für Rocca di Papa (700 m) von Cancani, während das nahe gelegene Rom auch im Winter eine doppelte Periode der Tagesschwankung aufweist.

Es erübrigt noch, eine Erklärung für die Hauptperiode der täglichen Schwankung zu finden, welche ein Maximum in den Nachmittagsstunden (2—4 Uhr) und ein Minimum 12 Stunden später in der Nacht besitzt. Diese Schwankung zeigt, dass in den Nachtstunden positive oder in den Tagesstunden negative Elektrizität zur Erdoberfläche geführt wird. Da nun die Ballonfahrten eine positive Ladung in den höheren Luftschichten nachgewiesen haben, so liegt es am nächsten, eine Entladung dieser Luftschichten zur Erdoberfläche hin anzunehmen, die am grössten in der Nacht ist. Dann sinken in den Bergen und an den Küsten Luftmassen aus höheren Schichten herab und können dabei ihre Ladung der Erde abgeben; andererseits ist die Zufuhr von negativer Elektrizität durch Regen, im Sommer besonders, in den Nachmittagsstunden am grössten. Diese Ladungen werden nur einigen Punkten der Erdoberfläche zugeführt, sie verbreiten sich aber von dort aus nach allen Richtungen. Es bedarf aber noch vieler Untersuchungen, besonders über die elektrischen Ladungen des Niederschlages zu verschiedenen Tageszeiten, um uns eine sichere Kenntnis über diese Fragen zu verschaffen.

Der Einfluss des Mondes auf meteorologische Erscheinungen. In älteren Zeiten war man geneigt, dem Monde einen bedeutenden Einfluss auf die Witterung zuzuschreiben. Die Naturvölker hielten Mond und Sonne für ziemlich gleichwertig und schrieben dem Monde eine ungefähr ebenso grosse Wirkung wie der Sonne zu. Nachdem es erwiesen war, dass der Mond auf die Gezeitenerscheinung einen noch grösseren Einfluss als die Sonne ausübt, schien diese Ansicht gewissermassen gerechtfertigt und man suchte eifrig den Mondwirkungen nach-

zuspüren. Man fand auch, dass die Stellung des Mondes einigen Einfluss auf den Luftdruck ausübt.

Diese den Gezeiten ähnliche Erscheinung ist jedoch sehr unbedeutend und lässt sich am Gang des Barometers nur in den Tropen nachweisen. In Batavia zeigt der Luftdruck zwei Maxima eine halbe bis eine Stunde nach der oberen und unteren Kulmination des Mondes, die Minima treffen sechs bis sieben Stunden später ein; die ganze Schwankung beträgt nur 0,11 mm.

Börnstein hat in einigen Beobachtungen aus den Jahren 1884—88 für Berlin, Hamburg und Wien eine einfache Periode des Barometerstandes im Mondtag nachweisen wollen.

Ferner trifft ein Luftdruckmaximum kurz nach Vollmond und ein Minimum bei Neumond zu Batavia ein. Die Schwankung erreicht nicht 0,2 mm.

Diese Luftdruckschwankungen haben wegen ihrer Geringfügigkeit nur theoretisches Interesse.

Einen eigentümlichen Einfluss des Mondes hat für die Jahre 1880 und 1883 Poincaré nachgewiesen. Er findet nämlich, dass die Nordgrenze der Passate der nördlichen Halbkugel im Mittel beim nördlichen Lunistitium beinahe 10 Grade nördlicher liegt, als bei dem südlichen. Die Luftdruckdifferenz zwischen 30° und 10° N. Br. soll im ersten Fall zwei bis vier mm grösser sein als im zweiten.

Es liegt hier also eine Periode nach dem tropischen Monat vor. Dieselbe Periode hat Garrigou-Lagrange in dem Gang des Barometers in der gemässigten Zone nachzuweisen versucht. Diese Untersuchungen scheinen wohl einer Fortsetzung wert zu sein.

Andere Untersuchungen betrafen die Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnisse. Man fand schwache Schwankungen, die aber an einander recht nahe gelegenen Stellen in entgegengesetzter Richtung verliefen, so dass keine einfachen und allgemeingiltigen Regelmässigkeiten zum Vorschein kamen.

Eine Ausnahme in dieser Beziehung machen die elektrischen und magnetischen Erscheinungen der Erde. Schon oben haben wir auf die Mondperiode beim Gewitter hingewiesen (S. 791). Es lag nahe, eine ebensolche Periode bei der Lufterlektrizität nachzuweisen.

Mondperioden bei der Lufterlektrizität. Ekholm und Arrhenius suchten erst eine mondtägliche Periode der Lufterlektrizität und sie fanden auch eine solche, nämlich ein Minimum der Lufterlektrizität etwas vor der oberen Kulmination (d. h. des höchsten

Mondstandes an einem Mondtage). Diese Periode wurde in den Daten aus Cap Horn, Helsingfors, Perpignan und Sodankylä (nördliches Finnland) nachgewiesen. Die Schwankung ist recht unbedeutend (3 bis 9 Proz.) und deshalb ziemlich unsicher.

Ganz anders verhält sich die Schwankung der Luftelektrizität nach dem tropischen Monat (27,322<sup>d</sup>), die an den Polarstationen Cap Horn und Cap Thordsen nicht weniger als 80 Proz. des Betrages der Luftelektrizität, in Helsingfors und Pawlowsk etwa 20 Proz. erreicht. Dagegen sinkt sie für Perpignan auf etwa 12 Proz. Es scheint demnach diese Schwankung mit der Reinheit der Luft eng zusammen zu hängen.

Bei den erdmagnetischen Erscheinungen ebenso wie bei den Nordlichtern hat man eine Periode aufgefunden, deren Länge 25,93 Tage beträgt und die nicht mit der Mondstellung, sondern vielmehr mit der Drehung der Sonne in Zusammenhang steht (vgl. S. 148). Auch die Luftelektrizität ist in Bezug auf diese Periode untersucht. Die Daten aus Helsingfors und Pawlowsk deuten an, dass während des Laufes von 25,93 Tagen die Luftelektrizität zwei Maxima durchläuft, während die Periode nach dem tropischen Monat eine einfache Schwankung aufweist. Als Belege mögen folgende Daten angeführt werden. Die Ziffern sind mit Hilfe der harmonischen Analyse, wobei zwei Sinus- und zwei Cosinus-Glieder mitgenommen wurden, berechnet worden.

Tag	27,3-tägige Periode		25,9-tägige Periode	
	Helsingfors	Pawlowsk	Helsingfors	†Pawlowsk
0	<b>214</b>	93	217	93
2	<b>213</b>	100	213	91
4	209	<b>104</b>	217	94
6	203	<b>104</b>	<b>223</b>	97
8	199	101	<b>223</b>	<b>98</b>
10	194	96	213	96
12	188	93	198	92
14	181	91	188	92
16	175	90	191	96
18	175	89	205	102
20	182	86	220	<b>106</b>
22	193	84	<b>227</b>	104
24	265	85	224	98
26	212	88	Epöche 1894 Jan. 17,4	

Die Schwankungen betragen nach der tropisch-monatlichen 27,3-tägigen Periode für Helsingfors 20 Proz., für Pawlowsk etwas mehr (22 Proz.). In der 25,93-tägigen Periode ist die Schwankung für Helsingfors 18 Proz., für Pawlowsk etwas geringer (16 Proz.). Die Maxima und Minima der 27,3-tägigen Periode fallen in Pawlowsk 4 Tage später als in Helsingfors. Dagegen treffen die der 25,93-tägigen Periode für die beiden Stationen fast zusammen.

Zerstreung der Elektrizität. Ein elektrisierter Körper verliert allmählich seine Ladung. Diese Erscheinung wurde schon von Coulomb (1785) untersucht. Er stellte die Regel auf, dass die Elektrizitätsverluste pro Zeiteinheit der Ladung proportional sind. Er glaubte, dass die Luft als Ableiter für die Elektrizität dient. Er fand auch, dass diese Ableitung schneller in feuchter als in trockener Luft vor sich geht und meinte danach, dass die Feuchtigkeit der Luft eine grosse Rolle bei der Elektrizitätsleitung spielt. Allmählich erkannte man aber, dass die Leitfähigkeit der feuchten Luft nur scheinbar ist, indem sie den Stützen, welche die elektrisch geladenen Körper (Konduktoren) tragen, und die immer etwas hygroskopisch sind, Feuchtigkeit abgibt. So z. B. wurde die scheinbare Leitfähigkeit der feuchten Luft stark vermindert, wenn man die Stützen erhitzte, wodurch die (absolute) Feuchtigkeit der Luft jedenfalls nicht herabgesetzt wurde. Allmählich verbreitete sich die Ansicht, dass Luft und Gase überhaupt absolute Nichtleiter sind, und dass ihre scheinbare Leitfähigkeit nur auf der Ableitung durch Stützen und durch Staubpartikelchen in der Luft, die von den geladenen Körpern angezogen, geladen und zuletzt abgestossen werden, beruht. Diese Ansicht fand eine kräftige Stütze durch die Arbeiten von Nahrwold und Blake.

Gleichzeitig mit diesen führte aber Linss Versuche über Elektrizitätsverlust geladener Körper aus, die er als Beweise für eine wirkliche Leitung der Luft ansah. Danach wurde auch von Arrhenius aus einigen Versuchen geschlossen, dass Luft durch Bestrahlung mit ultravioletttem Licht leitend wird und die Bedeutung dieser Erscheinung für die Theorie der Luftelektrizität hervorgehoben. In neuerer Zeit ist man hauptsächlich durch die Arbeiten von J. J. Thomson und seinen Schülern zu dem Schluss gekommen, dass die Leitfähigkeit der Gase auf dem Vorhandensein freier Ionen beruht, und dass diese Ionen von einander getrennt werden können, so dass die Luft thatsächlich positiv oder negativ geladen werden kann, was früher als durch Nahrwolds Versuche widerlegt galt. Hauptsächlich Elster und Geitel waren es,

die durch eine Reihe neuer Versuche, die Leitfähigkeit der Luft auch in nicht beleuchtetem Zustande nachwiesen.

Für diese Versuche benutzten Elster und Geitel ein Exnersches Elektrometer  $C$  (Fig. 271), in welchem die die Aluminiumblättchen  $X$  und  $X'$  tragende Metallwand durch Bernstein, das sich als ein vorzügliches Isolationsmittel erwiesen hat, vom Elektrometergehäuse isoliert war. An dieser Metallwand war oben ein Knopf  $K$  befestigt, in dem ein zylindrischer Körper  $Z$ , der sog. Zerstreuungseylinder (aus geschwärztem Messingblech) vermittelst eines Stieles befestigt werden konnte. Um Störungen vom äusseren elektrischen Felde möglichst zu vermeiden, stülpte man einen cylindrischen Schirm, sog. Schutzeylinder  $EE_1$ , über den Zerstreuungseylinder. Der Schirm, sowie die Aussenteile des Elektrometers waren zur Erde abgeleitet.

Dem Zerstreuungseylinder konnte vermittelst eines verschiebbaren Stiftes  $P$  von aussen eine Ladung zugeführt werden. Man beobachtete die Abnahme des Potentials der Aluminiumblätter  $XX'$ , welche der Abnahme der Ladung proportional ist. Erst überzeugte man sich, dass bei Abwesenheit des Zerstreuungseylinders die Elektrizitätsverluste durch Leitung im Gase und an der isolierenden Stütze des Elektrometers so gering waren, dass sie gänzlich innerhalb der Beobachtungsfehler fielen. Dann steckte man den Zerstreuungseylinder auf und gab dem Instrument eine Ladung. Das Resultat der Beobachtung war, dass die Abnahme des Elektrometersausschlages nicht nach dem von Coulomb aufgestellten Gesetz erfolgte, sondern dass vielmehr (wenigstens bei nicht allzu niedriger Ladung) die Abnahme proportional der Zeit erfolgte (wie schon Matteucci 1850 beobachtet hatte), gemäss folgender Tabelle.

Die Luft war dabei 3 Tage in der Glocke abgesperrt gewesen.

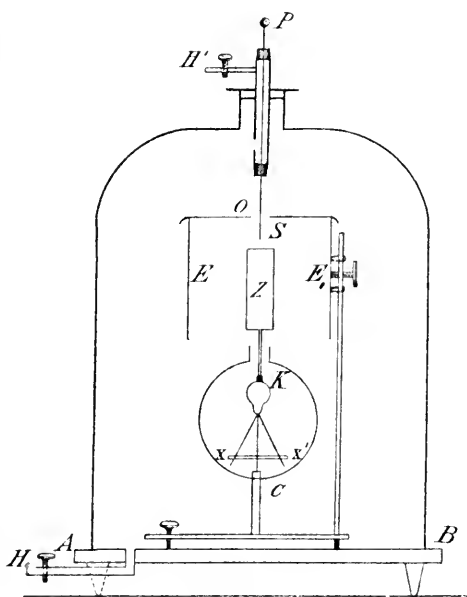


Fig. 271.

Zeit	Volt	Abn. in 15'	Volt	Abn. in 15
0 Min.	+ 245,6	—	— 239,7	—
15	213,4	32,2	207,7	32,0
30	178,1	35,3	174,2	33,5
45	146,4	31,7	144,6	29,6
60	114,0	32,4	110,0	34,6
75	83,0	31,0	75,0	34,5

Die Abnahme war demnach gleich gross für positive wie für negative Ladung und zwar im Mittel 32,7 V. in 15 Minuten oder 2,2 V. pr. Minute. Dies lässt sich auch so ausdrücken, dass, da die anfängliche Ladung 240 V. war, der Verlust in einer Minute 0,9 Proz. der anfänglichen Ladung betrug. An dieser Zahl ist eine Korrektion anzubringen. Auf dem Zerstreuungscyliner ist nur ein Teil der Ladung, 70 Prozent der Totalladung, vorhanden. (Mit anderen Worten, die Kapazität des Zerstreuungszylinders beträgt 70 Proz. der Kapazität des Leitersystems, wovon er einen Teil ausmacht). Bei der Zerstreuung mussten also die anderen Leiterteile dem Zerstreuungscyliner Elektrizität nachliefern, sonst wäre der Abfall des Potentials 1:0,7 mal grösser, d. h. in diesem Fall 1,3 Proz. pro Minute für sowohl positive als negative Elektrizität gewesen. Dieser so berechnete Abfall wird mit  $a$  bezeichnet und zwar  $a_+$  für positive,  $a_-$  für negative Elektrizität. Der erwähnte Reduktionsfaktor ist je nach den Dimensionen der Leiterteile verschieden, für jeden Apparat aber konstant. Der Quotient  $a_- : a_+$  wird gewöhnlich mit dem Buchstaben  $q$  bezeichnet.

Die Zerstreuung zeigte sich gering in frisch eingefüllter Luft, für welche sie nur etwa 0,4 Proz. beträgt, am zweiten Tage nach der Einfüllung war sie auf 1, am dritten auf 1,2, am vierten auf 1,4 Proz. gestiegen und schien sich einem Grenzwerte von etwa 2 Proz. allmählich zu nähern.

In Höhlen und Kellerräumen, wo die Luft lange stillgestanden hat, ist die Zerstreuung ausserordentlich gross. So fanden Elster und Geitel in der Baumannshöhle im Harz einen Zerstreuungsfaktor von 11 Proz. Ebert beobachtete sogar in einem Keller in München 37 Proz. für positive, 25 Proz. für negative Elektrizität, wenn der Schutzcylinder zur Erde abgeleitet war, dagegen 27 Proz. für positive, 37 Proz. für negative Elektrizität bei isoliertem Schutzcylinder. Den umgekehrten Einfluss zeigte die Ableitung des Schutzcylinders in der freien Luft, wo die entsprechenden Zahlen waren  $a_+ = 0,51$ ,  $a_- = 0,71$  Proz. mit Erdleitung und

$\alpha_+ = 0,71$ ,  $\alpha_- = 0,45$  ohne Erdleitung. Wovon diese Eigentümlichkeit herrührt, ist bis jetzt nicht genügend aufgeklärt.

In ähnlicher Weise, wie es Rutherford gelungen war, die Ionen der Thoriumstrahlung aufzusammeln, gelang es auch Elster und Geitel, die Luftionen an einem 10—20 m langen Kupferdraht anzuhäufen, welcher mittelst einer kleinen Influenzmaschine bis zu einer Spannung von einigen Tausend Volt mit negativer Elektrizität geladen wurde. Die aktiven Bestandteile konnten vom Draht auf ein mit Salzsäure angefeuchtetes Papier überführt und nachher durch dessen Veraschung so stark konzentriert werden, dass sie durch eine Aluminiumfolie photographisch wirkten.

Dieser Versuch wurde von Ebert mit noch besserem Erfolg in der stark ionenhaltigen Luft (etwa 6 elektrostatische Einheiten jeder Elektrizitätsart pro  $m^3$ ) des von ihm untersuchten Kellers in München ausgeführt. Auch ein ungeladener Draht, welcher 3 Wochen in dieser Luft ausgespannt war, nahm radioaktive Eigenschaften an, die allerdings relativ schwach waren.

In dieser Kellerluft luden sich auch isolierte Gegenstände negativ bis auf 8 Volt. Dieses Verhalten entspricht gänzlich dem Verhalten röntgenisierter Luft nach den Untersuchungen von Zeleny und wird durch die grössere Beweglichkeit der negativen Ionen erklärt. Wenn demnach Luft, welche gleich viele positive und negative Ionen enthält, an einer ungeladenen leitenden Fläche vorbei streicht, so kommen während einer Sekunde mehr negative als positive Ionen in Kontakt mit der leitenden Fläche, die auf diese Weise negativ geladen wird. Die negative Ladung lenkt die negativen Ionen von der Fläche ab, so dass nur ein bestimmter Grenzwert erreicht wird. Dies gilt aber nicht, wenn die Luft durch eine lange leitende Röhre gesaugt wird, die also, falls keine Ableitung durch die äussere Oberfläche stattfindet, beliebig hohe Ladungen annehmen kann.

Auf diese Weise wollen Elster und Geitel die negative Ladung der Erdoberfläche erklären. Sie müsste hauptsächlich im Walde und im Rasen der Erde zugeführt werden.

Abhängigkeit der Zerstreuung von äusseren Umständen. Elster hat eine grosse Menge Beobachtungen über die Zerstreuung der beiden Elektrizitätsarten angestellt. Er fand an Bergspitzen eine viel stärkere Zerstreuung der negativen als der positiven Elektrizität, wie folgende Daten zeigen:

	Höhe	$a_+$	$a_-$	$q = a_- : a_+$
Mte. Solaro auf Capri . . . . .	585 m	0,47	6,94	14,8
Mte. Salvatore bei Lugano . . . . .	909	0,53	2,17	4,1
Mte. Generoso „ „ . . . . .	1704	0,22	3,33	15,1
Piz Languard bei Pontresina . . . . .	3220	1,09	18,48	16,9

Dieses starke Vorwiegen der negativen Zerstreuung erklärt Elster so, dass er annimmt, dass in der Nähe der stark negativ geladenen Bergspitzen eine Ansammlung von positiven Ionen stattfindet.

Ähnliche Verhältnisse zeigen eigentümlicherweise die Beobachtungen aus Spitzbergen,  $q$  ist im Mittel etwa 2,6;  $a_-$  kann bis zu 10,2 steigen (Nordwestcap  $80^\circ$  n. Br.) Island zeigt dagegen nach Paulsen ungefähr normale Werte der Zerstreuung, besonders der negativen.  $q$  ist im Mittel etwa 1,5 für 50 m Höhe ( $a_+ = 1,4$ ;  $a_- = 2,1$ ), 1,6 für 1200 m Höhe ( $a_+ = 1,8$ ;  $a_- = 2,9$ ). Grosse Werte zeigten weiter Küstenstationen (Tromsø  $a_+ = 4,0$ ;  $a_- = 4,4$ , Capri  $a_+ = 6,5$ ;  $a_- = 7,5$ ), verglichen mit Binnenlandstationen (Wolfenbüttel  $a_+ = 2,8$ ;  $a_- = 2,5$ ; Sicilien  $a_+ = 3,2$ ;  $a_- = 4,4$ ; Biskra  $a_+ = 2,4$ ;  $a_- = 2,2$ ). Im allgemeinen scheint auch die Zerstreuung gegen den Pol hin abzunehmen. In Innsbruck hat man ein Minimum der Zerstreuung im Winter gefunden. Linss fand schon ein Maximum der Zerstreuung im Sommer, ein Minimum im Winter (vgl. unten). Abwärtssteigende Luftströmungen führen viele Ionen, besonders positive, mit (nach Beobachtungen von Czermak und Ebert). Infolgedessen nimmt die Zerstreuung bei anticyklonaler Luftbewegung und Föhnwinden stark zu. Etwas ähnliches zeigt sich meist vor Gewittern. Ebenfalls ist die Zerstreuung bei bewegter Luft grösser als bei ruhiger, besonders stark bei Bora (nach Mazelle). In dichten Waldungen ist sie besonders gering und gleich gross für beide Elektrizitätsarten. Wenn Wolken an der Sonne vorüberziehen, sinkt die Zerstreuung für beide Arten. Dies erinnert an einige Beobachtungen von Exner, wonach das Potentialgefälle bei Verfinsterung der Sonne oder kurz nach Sonnenuntergang plötzlich zunimmt.

Linss Ziffern sind folgende (geltend 8—9 V. M.):

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr.
0,43	0,53	0,89	1,30	1,15	1,69	—	1,70	1,36	0,81	0,63	0,57	1,00

3—4 Uhr N. M. war die Zerstreuung etwa anderthalb (1,54) mal grösser, ziemlich unabhängig von der Jahreszeit. Die grössere Zer-

streuung zu dieser Tageszeit beruht vermutlich sowohl auf der längeren und stärkeren Wirkung der Sonnenstrahlung als auf absteigenden Luftströmen. Der Mittelwert ist ein Prozent pro Minute.

Nach Messungen von H. Nilsson zu Upsala hat bei anticyklonischer Witterung die Zerstreuung ein starkes Maximum in den ersten Vormittagsstunden, was offenbar mit der absteigenden Luftströmung zusammenhängt.

Dass längere Beobachtungsreihen nötig sind, um die für einen bestimmten Ort charakteristische Zerstreuungskonstante einigermaassen genau festzustellen, geht daraus hervor, dass in Wien die Zerstreuung zwischen folgenden Werten liegt:

$$a- \quad 0,78 \quad - \quad 5,42$$

$$a+ \quad 0,32 \quad - \quad 7,10.$$

Die Stationen Triest, Wien und Kreuzmünster zeigten in etwa zwei Drittel der Beobachtungsfällen ein Überwiegen der negativen Zerstreuung. Dagegen überwog in 59 Proz. von allen Beobachtungsfällen zu Innsbruck die positive Zerstreuung.

Nach allen diesen Beobachtungen, die erst vor kurzer Zeit angefangen, jetzt mit grossem Eifer fortgesetzt werden, scheint hervorzugehen, dass die Luft in höheren Schichten stark ionisiert ist, und dass die Ionisierung gegen die Erdoberfläche hin abnimmt. Eingeschlossene Luft wird allmählich stärker ionisiert als frische. Wenn sich in solchen Räumen Wasserdampf niederschlägt, so sinkt die Zerstreuung bedeutend. Die Ionen verlieren ihre Beweglichkeit, indem sie sich mit Wasser umkleiden. Bei der Verdunstung des Wassers kehrt die Beweglichkeit der Ionen wieder zurück, wie die Versuche zeigen. In Nebeln ist daher die Zerstreuung sehr gering,

In Spitzbergen beruhen wahrscheinlich die hohen Zerstreuungs-  
werte auf der grossen Reinheit der Luft. Im allgemeinen findet man nämlich, dass die Zerstreuung ungefähr wie die Durchsichtigkeit sich ändert.

Neuere Versuche über Elektrizitätszerstreuung. Einen sehr ehrreichen Versuch zur Demonstration der Existenz von Luftionen haben Elster und Geitel ausgeführt. Sie verfertigten ein Gehäuse aus weichenmetallartigem Metallnetz und luden dasselbe mit positiver Elektrizität. Die Ladung zog die negativen Ionen aus der Luft an, welche teilweise durch

die Maschen ins Gehäuse hineingerieten. Die Folge davon war, dass ein geladener Körper im Gehäuse schneller seine Ladung verliert, wenn dieselbe positiv, als wenn sie negativ ist. Das umgekehrte trifft zu, wenn das Gehäuse negativ geladen ist.

Ebert hat Versuche angestellt, um die Geschwindigkeit der Elektrizitätszerstreuung von der Erdoberfläche zu messen. Er legte eine Weissblechtafel von  $2 \text{ m}^2$  Grösse auf isolierte Pfosten. Die Tafel konnte durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden werden. Dabei erhielt sie eine starke negative Ladung, die allmählich verschwand, während die Platte isoliert war. Die Geschwindigkeit, mit welcher dies geschah, konnte durch Ableitung durch das Galvanometer bestimmt werden. In fünf Minuten war bei klarer Luft die Ladung verschwunden, wenn die Blechplatte mit Rasen bedeckt war. Ohne Bedeckung verlor die Platte kaum merklich an Ladung.

Ebert berechnet aus diesen Daten, dass in 5 Minuten  $10^{-9}$  Coulomb verschwanden, einer mittleren Stromstärke von  $10^{-9} : 300 = 3,3 \cdot 10^{-12}$  amp. und einer Stromdichte von  $3,3 \cdot 10^{-12} : 2 \cdot 10^4 = 1,7 \cdot 10^{-16}$  amp. pr.  $\text{cm}^2$  ( $= 1,7 \cdot 10^{-6}$  amp. pr.  $\text{km}^2$ ) entsprechend. Dieser Wert entspricht nicht weniger als 300 000 elektrostatischen Einheiten pro Minute und  $\text{km}^2$ .

Was die Menge der Ionen in der Luft betrifft, so haben wir schon oben nach Ebert eine Zahl für sehr stark ionisierte Luft angeführt ( $6$  elektrostatische Einheiten pro  $\text{cm}^3$ ). Die Menge Elektrizität in  $1 \text{ cm}^3$  Luft an der Erdoberfläche unter gewöhnlichen mittleren Verhältnissen bestimmte Ebert zu etwa einer elektrostatischen Einheit von jeder Elektrizitätsart.

Nach Linss ist die Zerstreuung an der Erdoberfläche ungefähr so gross, dass ein geladener Körper in einer Minute ein Prozent seiner Ladung verliert. Die entsprechende Stromstärke betrüge etwa 16 000 bis 125 000 elektrostatische Einheiten pro  $\text{km}^2$  und Minute, eine Ziffer die der Ebertschen recht nahe kommt. Die Neubildung von Ionen pro Sekunde und  $\text{cm}^3$  wird von Wilson auf  $1,2 \cdot 10^{-8}$  elektrostatische Einheiten geschätzt, eine Ziffer, die nach Geitel und verglichen mit den oben angeführten, ziemlich gering erscheint.

Elster und Geitel saugten mittelst einer mit  $H'$  in Fig. 271 verbundenen Pumpe aus einem 1,5 tiefen Loch im Erdboden Luft durch ein mit  $H$  vereinigt Glasrohr und eine Glocke, in welcher ein Elektrometer  $C$  mit Zerstreuungskörper stand. Es zeigte sich, dass die Zer-

streuung in 15 Minuten von 111 Volt vor der Einleitung der Grundluft auf 518 Volt nach einstündigem Durchsaugen stieg. Wurde die Luft in der Glocke jetzt abgesperrt, nahm die Zerstreuung noch etwas zu, um nachher allmählich abzunehmen.

Dies zeigt, dass die Grundluft eine sog. „Emanation“ enthält, welche allmählich die Wände der Glocke radioaktiv macht. Auf diese Weise wird sowohl die hohe Leitfähigkeit der Luft in Höhlen und Kellerräumen verständlich als auch die Zunahme der Leitfähigkeit eingesperrter Luft, welche immer etwas Grundluft enthält (vgl. S. 896).

Ebert und Ewers haben diese Versuche wiederholt. Sie fanden in der Grundluft die Zerstreuung etwas grösser (etwa 10 Proz.) für negative als für positive Elektrizität. Nachdem die Leitfähigkeit ihr Maximum erreicht hatte, sank sie auf die Hälfte in 77 Stunden — nach Rutherford und Soddy ist die entsprechende Zeit des Abklingens für Thorerde etwa 4 Tage, also nahezu von derselben Grösse. Die Grundluft wurde bei einigen Versuchen durch Kalilauge und Schwefelsäure geleitet, wodurch Kohlensäure und Wasser entfernt wurden, ohne dass ihre radioaktiven Eigenschaften verändert wurden. Dass sie keine oder wenig freie Ionen enthält, wurde dadurch erwiesen, dass ihre Wirkung bei Durchleitung durch ein kräftiges elektrisches Feld nicht geschwächt wurde. Nach Glühen der Grundluft ging ihre aktivierende Einwirkung um etwa 15 Proc. zurück.

Unzweifelhaft haben die Luftionen eine ausgeprägte physiologische Wirkung und man ist jetzt geneigt, die eigentümliche, durch Mattigkeit charakterisierte Bergkrankheit ihnen zuzuschreiben. Sogar die Bewohner hoch gelegener Orte, z. B. in Süd-Amerika, sollen sich bei eblicher Luft und im Schatten kräftiger fühlen, als in reiner Luft bei Sonnenschein.

Die starke Leitfähigkeit der Luft in höheren Luftschichten macht es ohne Zweifel als Störung bei den Beobachtungen des Potentialfalles in diesen Schichten geltend. Es ist aus diesem Grund wahrscheinlich, dass das Potentialgefälle daselbst niedriger erscheint als wenn der starke Ionengehalt nicht vorhanden wäre.

## XVII. Die Polarlichter.

Allgemeines. Schon seit den ältesten Zeiten haben die Polarlichter durch ihre Pracht und durch das Mystische ihrer Erscheinung die Aufmerksamkeit angezogen. Die alten Nordländer glaubten darin den Heereszug der Walküren zu sehen. Im Mittelalter schrieb man dem Nordlicht etwa dieselbe Rolle wie den Kometen zu als Wahrzeichen von Krieg und allerlei Unheil.

Wie der Name sagt, sind die Polarlichter vorzugsweise in den polaren Gegenden der Erde sichtbar. Am genauesten sind die Nordlichter studiert, im allgemeinen gelten aber dieselben Beziehungen für die Süd- wie für die Nordlichter.

Loomis und Fritz konstruierten aus den ihnen zugänglichen Daten Karten, auf welchen sie diejenigen Punkte verbanden, an welchen Nordlichter gleich häufig gesehen wurden (Fig. 272). Die so entstandenen Linien, welche Isochasmen genannt werden, liegen nicht symmetrisch um den Nordpol, sondern sind südlich von der Südspitze Grönlands ( $60^{\circ}$  w. L. v. Gr.) am weitesten nach Süden verschoben. Am weitesten nach Norden ziehen sie sich auf dem Meridian von Cap Tscheljuskin ( $100^{\circ}$  ö. L. v. Gr.). Die Nordlichter werden am häufigsten längs der sogenannten Maximalzone beobachtet, welche über Nord-Alaska nach den neusibirischen Inseln, Cap Tscheljuskin, nördlicher Spitze von Nowaja Semlja, Nordcap, zwischen Island und den Färöer, südlich von Grönland und über den nördlichen Teil von Labrador durch die britisch-amerikanischen Polarländer (Grosser Bären-See) sich hinzieht. Zu beiden Seiten dieser Maximalzone nehmen die Nordlichter an Sichtbarkeit ab. Nördlich derselben, wie auf Spitzbergen und in Grönland, beobachtet man die meisten Nordlichter auf dem südlichen Teil des Himmels, südlich davon breiten sie sich meistens über den nördlichen Teil des Himmels aus. Die Zahl, welche auf der Karte neben einer Isochasme

geschrieben steht, giebt die mittlere Zahl der daselbst in einem Jahr gesehenen Nordlichter an.

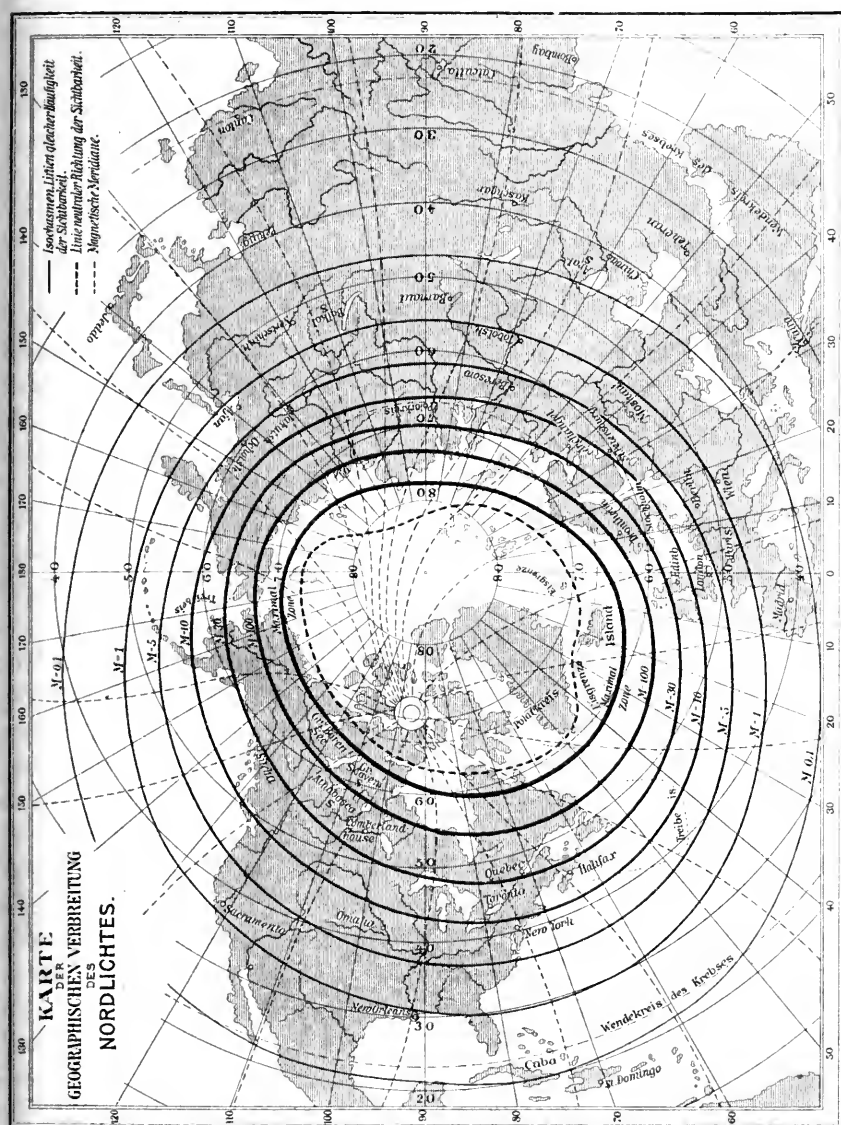


Fig. 272. Isochasmen nach Fritz.

In derselben Weise hat man die Isochasmen der Südlichter konstruiert. Sie verlaufen am weitesten nach Norden auf dem Meridian Neu Seelands, am weitesten nach Süden südlich von West-Afrika.

Die Intensität der Polarlichter ist zu verschiedenen Zeiten sehr verschieden. Sehr kräftig entwickelten sie sich im Anfang des 18. Jahrhunderts und ebenso war ihre Stärke in den Jahren 1870–72 ungewöhnlich gross. Die grössten Polarlichterscheinungen sind bis zu den Wendekreisen, in Amerika sogar bis über Cuba ( $20^{\circ}$  n. Br.) hinaus und auf der Südhalfte der Erde bis zu Mauritius ( $20^{\circ}$  s. Br.) sichtbar. Zu solchen Zeiten ist die ganze Erde wie in einen Lichtmantel eingehüllt.

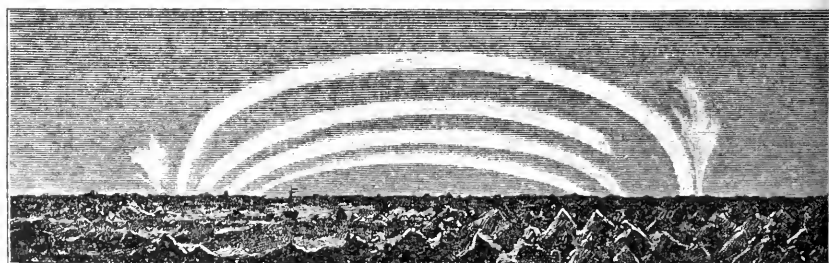
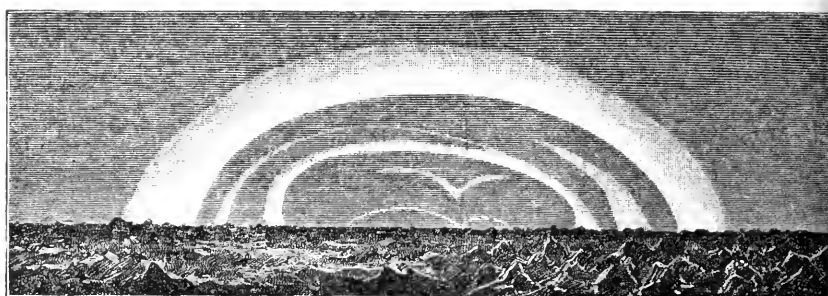
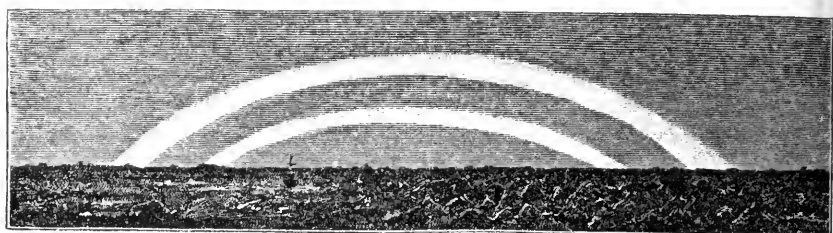
Ein solcher Tag war der 4. Febr. 1872 der für stärkere Polarlichterscheinungen als typisch gelten kann und deshalb hier nach Secchis zu Rom gemachten Aufzeichnungen beschrieben werden möge.

„Die Erscheinung begann um  $5^h 47^m$  sichtbar zu werden, d. h. sobald die Dämmerung gestattete, ihr Licht wahrzunehmen, jedoch hatte die elektrische Erscheinung sicherlich schon viel früher begonnen. Man sah im Norden und Nordosten zwei getrennte ausgebreitete Massen von der Helligkeit der Dämmerung im Westen, zu denen sich bald eine dritte im Nordnordwesten gesellte. Als das Licht der Dämmerung verschwand, zeigte sich die Erscheinung in ihrer ganzen Schönheit in Form eines gewundenen Bogens, der von Westnordwest sich bis nach Osten erstreckte. Der Hintergrund des Himmels war ganz rosenfarben, mehr oder minder lebhaft, und um  $6^h 22^m$  erschienen die ersten Strahlen  $30^{\circ}$  von Norden gegen Westen, die sich bald bis Nordosten ausdehnten. Um  $6^h 30^m$  bildete sich ein zweiter Bogen über dem ersten und das ausgebreitete Licht, teils rot, teils lebhaft gelb, ging über das Zenith hinaus und erreichte die Plejaden um  $6^h 42^m$ . Um  $6^h 45^m$  bildete sich, von dem unteren Bogen ausgehend, ein prächtiger rosenfarbener Strahlenkranz auf der ganzen Halbkugel, der von  $60^{\circ}$  W. gegen N. bis  $90^{\circ}$  E. sich erstreckte. Nachdem das Phänomen verschiedene Phasen durchgemacht und der leuchtende Bogen sich in mannigfachen Curven und Festonen gewunden hatte, erhob er sich langsam und überschritt das Zenith um  $7^h$ . Sieben Minuten später erschien die Krone, gebildet aus sehr schönen Strahlen, die alle nach dem Aldebaran zu konvergierten. Um  $7^h 15^m$  drang das Licht in das Sternbild des Orions ein und erstreckte sich weit südlich von unserem Zenith. Bewundernswert war die Schnelligkeit der Bewegungen des Lichtes, die gleichsam Blitze zu sein schienen und zugleich der mannigfaltige Wechsel der Farben. Das vorherrschende Aussehen war bis  $7^h 30^m$  das einer phosphoreszierenden Wolkenmasse, die in Form eines zum Meridian senkrechten Gürtels von Norden nach Süden vorrückte. Nach dieser Zeit aber fand das Licht sich ausgebreitet

über den ganzen Himmel bis auf ein kleines Segment im Süden und verteilte sich in eine Menge hellerer Bogen, die alle nach dem Scheitel der Krone zu divergierten und deren Mittelpunkt von  $7^h 55^m$  bis kurz nach  $8^h$  der Stern Beteigeuze im Orion war, wie sich aus sorgfältigen Messungen ergab. Man glaubte unter einem ungeheuren Zeltdache zu stehen, dessen vom Winde leicht bewegten Falten in vergoldetem Lichte strahlten. Der Konvergenzpunkt der Strahlen lag nahezu auf der Verlängerungslinie der magnetischen Inclinationsnadel. Durch die Spektralanalyse wurde gefunden, dass das schöne Licht, das man für weiss oder gelblich hielt, bestimmt einfarbig war und zwar von grünlicher, ins Gelbliche spielender Farbe. Die Sterne waren verdunkelt und man sah nur die von erster und zweiter Grösse und wo das Licht lebhaft war, auch die letzteren nur mit Mühe. Um  $9^h$  begann das Licht matter zu werden, wurde um 10 Uhr auf kurze Zeit wieder lebhafter, war um 11 Uhr schon sehr schwach und um  $3^h 45^m$  Morgens ganz verschwunden. Die meteorologischen Erscheinungen, welche dem Nordlichte vorhergingen und dasselbe begleiteten; sind folgende: Seit drei Tagen war prächtiges Wetter gewesen, heiter, windstill, mild und sehr feucht, aber mit geringer (Luft-)Elektrizität. Am Morgen des 4. bedeckte alles ein dichter Nebel, der sich in grosser Menge niederschlug. Das Barometer stand niedrig, begann aber um Mittag zu steigen. Während der Dauer der Erscheinung wehte der Wind leicht aus Norden, die Temperatur war milde und das Barometer stieg fortwährend mit grosser Schnelligkeit. Die Magnetometer begannen um  $1^h$  N.M. sich unruhig zu zeigen, während des Nordlichtes aber waren sie ausserordentlich erregt; das Deklinometer schwankte zwischen  $12^{\circ} 35'$  und  $13^{\circ} 14'$ , wurde jedoch nicht beständig im Auge behalten. Die Telegraphenlinien waren von  $5^h 30^m$  an gestört, das Maximum schien um  $6^h 31^m$  zu sein. Die (Luft-)Elektrizität war beim Beginn schwach, aber gegen Ende stärker, doch nicht aussergewöhnlich stark. Während des Nordlichtes fiel starker Tau und wurden zwei schöne Sternschnuppen gesehen. Dieses Nordlicht wurde auch in Sicilien an zwei Stellen beobachtet und zwar auf den Höhen von Palermo, wo es eine Höhe von  $50^{\circ}$  erreichte.“ (Daraus wurde geschlossen, dass dieses Polarlicht nicht nur in Europa, sondern auch südlich vom Äquator sichtbar war.)

Die Formen des Polarlichtes. Die Nordlichter zeigen viele verschiedene Formen, die meistens unstetig sind, plötzlich aufflammen und wieder verblassen. Am stetigsten sind die Bogen, welche bisweilen sehr hoch am Himmel stehen und ihn wie eine milchweisse Brücke von einigen

Grad Breite von der einen zur anderen Seite des Horizontes überspannen. Sie können so scheinbar ganz ruhig mehrere Stunden stehen. Meistens verschieben sie sich ganz langsam am Himmel. Bisweilen ist nur ihr eines Ende am Horizont stark entwickelt, sie werden dann als Lichtsäulen be-



Figg. 273—275. Bogenförmige Nordlichter, beobachtet 1879 20. März 9<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> N.M., 21. März 3<sup>h</sup> früh und 21. März 2<sup>h</sup> 59<sup>m</sup> N.M. an der Überwinterung von „Vega“ am Pitlekai.

schrieben. Sie sind ungefähr senkrecht zum magnetischen Meridian orientiert. In höheren Breiten liegen sie meistens näher beim Horizont und ihr Scheitel liegt dann im Mittel im magnetischen Meridian. Solche Nordlichtbogen beobachtete Nordenskiöld ganz regelmässig bei seiner Überwinterung auf der Vega in der Nähe von Pitlekai am Ostcap Sibiriens.

Bisweilen sind diese Bogen aus mehreren konzentrischen Kreisbogen übereinander mit nichtleuchtenden Zwischenräumen zusammengesetzt (Figg. 273—275).

Unter dem Bogen liegt häufig ein sogenanntes dunkles Segment, welches bisweilen auch ohne Bogen auftritt. Dieses dunkle Segment ist in polaren Gegenden nicht so häufig wie entfernter vom Pol. Die Dunkelheit ist nicht nur eine Kontrastwirkung gegen den Bogen, sondern scheint mehr von der Art eines bräunlichen oder grauen Nebels zu sein.

In unseren Gegenden tritt das Nordlicht in zwei Hauptgestalten auf; entweder als ein diffuser weisslicher Schein, welcher hauptsächlich über den

nördlichen Teil des Himmels, bisweilen mit helleren oder dunkleren Flecken ausgebreitet ist; oder mehr konzentriert, äusserst zarten Cirruswolken von stark ausgesprochen strahligem Bau ähnlich. Der eigentliche Unterschied gegen eine Cirruswolke besteht darin, dass die Strahlen ihre Ausdehnung stark und häufig sehr schnell ändern. Nach dem Ende der Nordlichterscheinung bleibt eine gewöhnliche Wolke zurück. Die Ähnlichkeit mit gewissen

Wolken und das gleichzeitige Auftreten beider ist so auffallend, dass Adam Paulsen das Erscheinen der Nordlichter am hellen Tag studieren konnte.

Die Strahlen sind, wie gesagt, meistens milchweiss, sie können aber, besonders bei starker Entfaltung auch gefärbt sein und zwar grünlich im oberen, rötlich im unteren Teil. In polaren Gegenden ist die Farbe des Polarlichtes mehr gelblich.

Die Strahlen gehen meistens nahezu in der Richtung der Inklinationsnadel. Wenn die Strahlen von allen Himmelsgegenden aufschliessen, bilden sie die sogenannte Corona, indem sie alle zufolge der Perspektivwirkung gegen den Punkt des Himmels zu konvergieren scheinen, gegen welchen die Inklinationsnadel zeigt. Diese Krone ist häufig prächtig gefärbt und fesselt das Auge durch den stürmischen Wechsel ihrer Strahlen. Ihr Aussehen wird häufig mit demjenigen eines Zeltes verglichen (vgl. Fig. 276, die ein Negativ der Nordlichtkrone nach Gyllenskiöld darstellt).

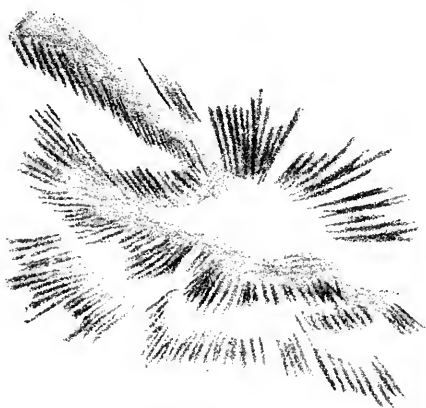


Fig. 276.  
Nordlichtkrone, Spitzbergen 1882—83.

In polaren Ländern gestalten sich die Strahlen häufig zu Draperien, deren Faltungen scheinbar unter dem Einflusse eines Luftzuges flattern (Fig. 277). Diese Bänder sind vielfach spiralförmig gewickelt, und zwar nach den Beobachtungen von Gyllenskiöld in den überaus meisten Fällen so, dass sie von oben gesehen wie ein *S* oder gerade von unten wie ein *2* aussehen (vgl. Fig. 276 links oben und rechts unten). Die Draperien sind nächst der Krone die prächtigste Erscheinungsform des Nordlichtes. Man sieht darin einzelne Stellen plötzlich aufleuchten und diese Verstärkung der Lichtintensität breitet sich dann wie ein fortschreitender begrenzter Wellenberg über den Vorhang aus.

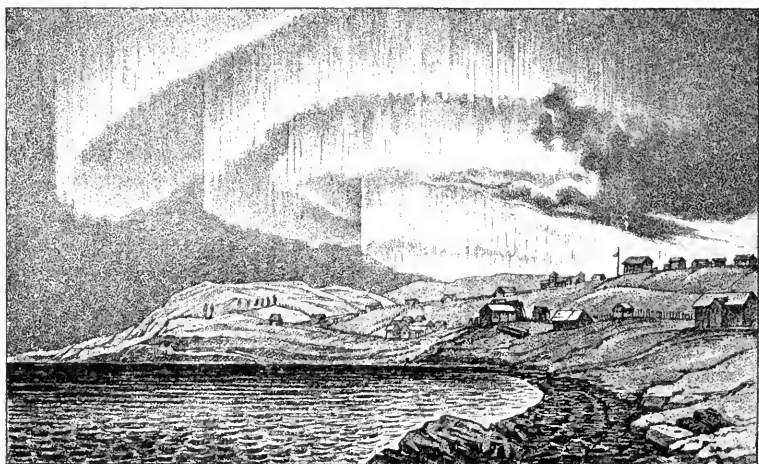


Fig 277. Nordlichtdraperie, nördliches Norwegen.

Die Draperien haben bisweilen sehr geringe Höhe und gehen in Bandenform über.

Die Stärke des Nordlichts ist meistens recht unbedeutend. Nur in vereinzelten Fällen erreicht die totale Lichtentfaltung die Stärke des Vollmond-Lichtes. Eine Folge davon ist, dass das Mondlicht sehr störend auf die Beobachtung von Polarlichtern einwirkt, und dass sie erst nach dem Verlauf der Dämmerung sichtbar werden. Deshalb sind in Skandinavien und Nord-Amerika die Nordlichter etwa 4—5 mal seltener bei Vollmond als bei Neumond, in mehr arktischen Gegenden (Bossekop in Nord-Norwegen, Cap Thordsen auf Spitzbergen und Fort Rae in Polar-Amerika) sinkt diese Zahl auf 2—3. Eine beinahe ebenso niedrige Zahl (etwa 3—4) zeigen die Beobachtungen von der südlichen Halb-

kugel. Daraus scheint hervorzugehen, dass die Intensität des Polarlichtes im hohen Norden und im Süden grösser als in mittleren Breiten ist.

Man hat häufig in hellen Winternächten, besonders im Norden, wenn man das Spektroskop gegen den Himmel richtete, die unten erwähnte charakteristische Nordlichtlinie mehr oder weniger scharf erkennen können. Das deutet auf das Vorhandensein von elektrischen Entladungen in der Atmosphäre. Aber nicht nur im Norden ist diese Erscheinung gewöhnlich; in den Tropen, wo kaum Polarlichter vorkommen, findet man häufig im Spektrum des reinen Nachthimmels die charakteristische gelbgrüne Linie, die man anfangs dem Zodiakallicht zuschrieb, die aber diesem nicht angehört (vgl. S. 202). In Göttingen ist man dabei, die Intensität dieser Erscheinung in regelmässigen Zeitintervallen zu studieren. Ohne Zweifel wird eine derartige Untersuchungsmethode bessere quantitative Messungen als die direkte Wahrnehmung des Nordlichtes ermöglichen und sie scheint auch in Mittel-Europa, sowie in bewohnten Weltgegenden überhaupt, wo die meisten Beobachtungsplätze gelegen sind, ein viel reicheres Material als die direkte Nordlichtbeobachtung zu ergeben. Zwar dürfte die Erscheinung wohl nicht mit den Nordlichtern identifiziert werden, doch verspricht ihre Untersuchung höchst wertvolle Resultate. Die Beobachtungen dürften auch kaum in nennenswerter Weise von Mondlicht gestört werden (ausser in der unmittelbaren Nähe des Mondes) und bieten dadurch einen wesentlichen Vorteil bei Untersuchungen über den Einfluss des Mondes auf die polarlichtähnlichen Erscheinungen.

Das Spektrum des Nordlichtes ist von mehreren Beobachtern, unter anderen A. J. Ångström, C. Vogel, Gyllenskiöld und Adam Paulsen beobachtet worden. Ångström fand in dem Nordlichtbogen häufig eine einzige kräftige Linie, die sogenannte Nordlichtlinie, die im gelbgrünen Teil des Spektrums liegt ( $\lambda = 556,7 \mu\mu$ ). Bei intensiveren Nordlichtern treten andere Lichtarten auf, welche dem Spektrum des negativen Glimmlichtes in einer Geissler-Röhre oder dem Luftgase-Spektrum entsprechen (vgl. Taf. 2,1).

Die genauesten Bestimmungen dieser Art sind von der dänischen Nordlichtexpedition nach Island im Jahre 1899—1900 unter Adam Paulsens Leitung ausgeführt worden. Ein Spektrograph, dessen optische Teile aus Islandspath und Quartz verfertigt waren, diente zum Photographieren der Nordlichtlinien. Einige derselben waren so schwach, dass sie mit dem Auge nicht entdeckt werden konnten, obgleich sie im sichtbaren Teil des Spektrums sich befanden. Die Expositionszeit betrug

für einige Linien bis zu 14 Tagen, wobei das Spektroskop auf die nordlichtreichsten Teile des Himmels gerichtet stand. Auf diese Weise wurden sechszehn neue Linien im Nordlichtspektrum aufgefunden. In der folgenden Tabelle sind die Polarlicht-Linien nach ihrer Wellenlänge in  $\mu\mu$  aufgeführt. Nebenan ist die Lichtstärke der Linien nach Schätzung des Eindrucks auf der photographischen Platte angegeben. Dieses Spektrum wurde mit demjenigen verglichen, welches von dem Licht in der Nähe der Kathode einer mit den Gasen der Luft gefüllten Geisslerschen Röhre erzeugt wurde. Es ging aus dem Vergleich hervor, dass alle Nordlichtlinien in diesem Spektrum vorkommen, nur mit verschiedener relativer Intensität. Ausserdem enthält das kathodische Luftspektrum eine bedeutende Anzahl (26) andere Linien die im Nordlichtspektrum nicht aufgefunden wurden. Was speziell die sogenannte Nordlichtlinie 556,7  $\mu\mu$  betrifft, so ist sie neben der Linie 391,7  $\mu\mu$  (im ultravioletten) die kräftigste im kathodischen Luftspektrum (beide haben die Intensität 12). Die wichtigsten Nordlichtlinien sind nach Paulsen die folgenden:

$\lambda = \mu\mu$	Int.	$\lambda = \mu\mu$	Int.
558,0 — 554,4	10	407,0	1
470	—	405,0 — 403,0	2
463	—	400,7 — 397,5	2
455	—	395,0 — 393,5	1
449	—	391,8 — 389,3	12
441,5 — 439,0	1	380,5 — 378,0	2
436,0 — 430,5	1	375,0 — 373,3	2
428,5 — 425,0	10	370,7 — 368,6	1
422,5 — 420,2	2	357,5 — 356,8	5
417	—	353,0 — 352,3	2
412	—	337,2 — 336,9	4

Wo die Lichtstärke (unter Int.) nicht angegeben ist, hat sie einen sehr niedrigen Wert.

Durch diese Untersuchung ist festgestellt, dass das Nordlichtspektrum nichts anderes ist als das Spektrum von Luft, die durch elektrische Entladungen in der Nähe der Kathode zum Leuchten gebracht ist und zwar, wie später gezeigt worden ist, gehören die Linien den neu entdeckten seltenen Elementen der Luft an. Früher suchte man die Nordlichtlinie, welche bei klaren Winterabenden im Norden fast immer sicht-

bar ist und auch unter den Tropen bei klarer Witterung aufgefunden wurde, vergeblich in irdischen Lichtquellen.

Als Rand Capron im Jahre 1879 das Nordlichtspektrum untersuchte, konnte er in demselben die Lage von nur neun Linien feststellen, wovon nur eine mit einer Luftlinie identifiziert werden konnte.

Stassano hat die verschiedenen Beobachtungen des Nordlichtspektrums, besonders diejenigen der schwedischen Expedition von 1882 bis 1883 (Gyllenskiöld) und der genannten dänischen Expedition einer näheren Diskussion unterworfen. Er konnte die Lage von etwa hundert Linien im Nordlichtspektrum feststellen, von welchen etwa zwei drittel den neuentdeckten seltenen Elementen in der Luft angehören. Die meisten derselben werden dem Argon zugeschrieben, nach Dewar gehört ein Teil derselben dem Krypton und Xenon an. Die rosige Farbe in den unteren Teilen der Nordlichtstrahlen, besonders bei Draperien, rührt wahrscheinlich von Neon her, welches an roten und orangefarbenen Strahlen reich ist. Das Neon findet sich wegen seines niedrigen Molekulargewichts (20) wahrscheinlich in relativ grosser Menge in der höchsten Atmosphäre. Nach Collie und Ramsay lassen Helium und Neon am leichtesten eine elektrische Entladung durchgehen (Schlagweite 250—300 mm), darauf folgt Argon (45,5 mm) und Wasserstoff (39 mm), und viel später Sauerstoff und Stickstoff (etwa 13 mm nach Faraday). Die Hauptlinie des Nordlichtes fällt mit einer Kryptonlinie zusammen, worauf Berthelot zuerst die Aufmerksamkeit lenkte.

Sehr interessant ist auch, dass nach Stassano nicht weniger als 44 Spektrallinien der von Deslandres und Hale untersuchten Protuberanzen den seltenen Gasen der Erdatmosphäre entsprechen. Von 339 Spektrallinien der Corona vom Mai 1901, photographiert von Humphreys, gehören 209 Krypton und Xenon an, die übrigen zum grossen Teil Argon, einige Sauerstoff und Stickstoff an (nach Dewar).

Die Höhe des Nordlichts. Schon früh versuchte man aus gleichzeitigen an verschiedenen Stellen ausgeführten Messungen des Höhenwinkels des Nordlichtbogens und einiger sehr stark markierter Nordlichtstrahlen die Höhe des Nordlichts zu bestimmen. Einige ältere solche Messungen, die jedoch mit grosser Unsicherheit behaftet sind, mögen hier nebst ihren Beobachtern angeführt werden.

Thorbern Bergman (30 Beobachtungen) . . .	770 km.
Ferner (13 Beobachtungen) . . . . .	220—1660 km.
Englische Beobachter . . . . .	80—160 km.

Bravais, Bossekop . . . . .	100—200 km.
De Mairan . . . . .	900 km.
Loomis (28. Aug. und 2. Sept. 1859) untere Grenze	24—74 km.
„ obere Grenze . . . . .	810—860 km.
Galle . . . . .	300 km.

Gegenüber diesen meist ungeheuren Höhen steht eine Anzahl von Beobachtungen (z. B. der Franklinschen Expedition 1825—1827), bei welchen Nordlichtstrahlen unter Wolken oder Bergrücken gesehen wurden, also sehr niedrig liegen mussten. So beobachtete Parry in Port Bowen (73° n. Br.) einen Nordlichtstrahl vor einem 214 m hohen Ufer. Liais berechnete die Höhe eines auf Neu-Fundland gesehenen Nordlichts zu 800 m, Farquharson diejenige einiger schottländischen Nordlichter zu 1200 m. Lemström sah auf Spitzbergen das Nordlicht zwischen seinem Schiff und 300 m hohen Bergen. Derselbe Beobachter sah sogar im Nordfinnland die Nordlichtlinie in der Luftsäule zwischen sich und einem einige Meter entfernten schwarzen Tuch. Auch Weyprecht schliesst aus Beobachtungen bei Franz-Josephsland 1872—74, dass Nordlichtstrahlen in nicht allzu grosser Entfernung von der Erdoberfläche vorkommen. Auch bei einigen im südlichen Polargebiet angestellten Beobachtungen hat man Eisberge in einem polarlichtähnlichen Schimmer eingehüllt gesehen.

Im allgemeinen scheinen die Polarlichter um so höher zu liegen, je weiter von den Polen ab sie beobachtet werden. Die neueren Bestimmungen, bei welchen die Höhe des Nordlichts durch Messungen mit Theodoliten an den durch Telephon verbundenen Enden einer Basis bestimmt wurden, bestätigen die angeführten Messungen. Nach den von Paulsen auf Island gemachten Bestimmungen ist die Höhe des Nordlichts etwa 400 km, nach denjenigen von Gyllenskiöld zu Cap Thorsden auf Spitzbergen im Mittel 55 km (Minimum 12, Maximum 63 km). Bisweilen beobachtet man aber nordlichtähnliche Erscheinungen viel näher beim Boden (in Grönland und auf Spitzbergen).

Die jährliche und tägliche Schwankung der Polarlichtfrequenz. Die Polarlichter zeigen eine sehr kräftig ausgeprägte, jährliche Periode, wie aus folgenden Ziffern hervorgeht, welche die Anzahl der beobachteten Nordlichter in den verschiedenen Monaten angeben. Diese Daten sind einer von Ekholm und Arrhenius zusammengestellten Statistik über die Frequenz der Polarlichter entnommen.

	Schweden	Norwegen	Island u. Grönland	Ver. Staat. v. Nord-Am.	Südlichter
	1883—96	1861—95	1872—92	1871—93	1856—94
Jan.	1056	251	804	1005	56
Feb.	1173	331	734	1455	126
März	1312	335	613	1396	183
April	568	90	128	1724	148
Mai	170	6	1	1270	54
Juni	10	0	0	1061	40
Juli	54	0	0	1223	35
Aug.	191	18	40	1210	75
Sept.	1055	209	455	1735	120
Okt.	1114	353	716	1630	192
Nov.	1077	326	811	1240	112
Dez.	940	260	863	912	81
Mittel	727	181	430	1322	102

Der jährliche Gang hat zwei verschiedene Typen. Der einfachste zeigt nur ein einziges Maximum zur dunkelsten und ein Minimum zur hellsten Jahreszeit. Diesem Typus folgen die Beobachtungen aus Grönland und Island. Da die Beleuchtung einen sehr nachteiligen Einfluss auf die Sichtbarkeit des Polarlichtes ausübt, da es erst nach Ende der Abenddämmerung und vor Beginn der Morgendämmerung gesehen werden kann, so ist leicht zu verstehen, dass in Gegenden nahe am oder nördlich vom Polarkreis keine Nordlichter um die Sommersonnenwende beobachtet werden. Auch das jedenfalls recht unscharfe Maximum zur Wintersonnenwende wird so verständlich.

Ganz anders verhalten sich Gegenden, wo der Unterschied der Tageslänge in verschiedenen Jahreszeiten nicht so scharf ausgeprägt ist. Hierher gehören die Nordlichtbeobachtungen aus den Vereinigten Staaten Nordamerikas und die Südlichtbeobachtungen, die im allgemeinen in nicht all zu hoher südlicher Breite (etwa 40°) vorgenommen worden sind. Da hat man ein doppeltes Maximum im Frühling und im Herbst (März-April und Sept.-Okt.) und ein doppeltes Minimum im Dez.-Jan. und im Juni-Juli. Das Winterminimum ist das Hauptminimum trotz der längeren Nacht. (Dez. in Nord.-Amerika, Juli auf der Südhalbkugel).

Ein Zwischenglied zwischen diesen Gegensätzen bilden die Beobachtungen aus Skandinavien. In diesen Beobachtungsreihen tritt das

doppelte Maximum im Frühling und Herbst sehr deutlich hervor. Das Sommerminimum ist aber bedeutend tiefer als das Winterminimum. Dies ist in den norwegischen Beobachtungen, entsprechend der nördlicheren Lage, deutlicher als in den schwedischen zu sehen.

Wahrscheinlich würde, wenn man wegen des schwächenden Einflusses der Belichtung korrigieren könnte, überall die Polarlichtfrequenz denselben Gang wie in Nordamerika und auf der südlichen Halbkugel zeigen.

Der tägliche Gang der Nordlichtfrequenz ist viel weniger ausgeprägt. Eigentlich kann man ihn wegen des störenden Einflusses der Belichtung nur an Polarstationen in der langen Winternacht studieren. Auch dort ist es nötig, eine Korrektion wegen der wechselnden Helligkeit einzuführen. Auf diese Weise fand Carlheim-Gyllenskiöld, dass das Maximum auf Spitzbergen (Cap Thordsen) um  $2^h 40^m$  N.M. liegt. Das Minimum der recht schwach ausgeprägten Periode fällt um  $7^h 40^m$  V.M.

In Gegenden, wo Tag und Nacht wechseln, kann man nur konstatieren, dass das Polarlichtmaximum vor Mitternacht fällt. Nach Fritz trifft das tägliche Maximum in Mitteleuropa ( $50^\circ$  n. Br.) etwa um  $9^h$  abends ein, an nördlicher gelegenen Orten, wie Upsala und Christiania ( $60^\circ$  n. Br.) um  $9^h 30^m$  bis  $10^h$ , bei Bossekop ( $70^\circ$  n. Br.) um  $10^h 30^m$  N.M. In Amerika scheint das Maximum um etwa eine Stunde später als unter der gleichen Breite in Europa einzutreffen. Für  $70^\circ 31'$  S.Br. und  $85^\circ 16'$  W. L. (Winterquartier der Belgica 1898) fand Arctowski ein Maximum um  $9^h$  N.M.

Andere Perioden der Polarlichter. Schon frühzeitig bemerkte man, dass die Polarlichter in einigen Zeitabschnitten recht häufig sind, in anderen dagegen beinahe nicht zu beobachten. Es war eine verstärkte Intensität der Nordlichter zu Anfang des 18. Jahrhunderts, welche De Mairan zu seiner klassischen Bearbeitung des bis dahin vorliegenden Nordlichtmaterials veranlasste. De Mairan, Wargentin und Torbern Bergman hoben auch die Periodicität des Nordlichts hervor, vermochten aber bei dem ziemlich unregelmässigen Gang der Periode ihre Länge nicht festzustellen.

Die Länge der Periode konnte auch kaum eher festgestellt werden, als bis man ihre Übereinstimmung mit der Periode der Sonnenflecken auffand (Fritz 1862). Diese Periode beträgt im Mittel 11,1 Jahre. Ihre Übereinstimmung mit der Sonnenfleckenhäufigkeit geht aus der Kurve Fig. 47 (S. 133) hervor. Fritz giebt folgende Daten für die Maximi- und Minimijahre der Nordlichter in Europa südlich des Polarkreises, welchen nach 1874 Ziffern aus den Vereinigten Staaten Nordamerikas hinzu-

gefügt sind. Oben stehen die Maximal- und Minimaljahre der Sonnenflecken, darunter diejenigen der Polarlichter:

<b>Flecke 1728</b>	<i>34</i>	<b>39</b>	<i>45</i>	<b>50</b>	<i>55</i>	<b>62</b>	<i>67</i>	<b>70</b>	<i>76</i>	<b>78</b>	<i>85</i>	<b>88</b>	<i>98</i>			
<b>Nordl. 1730</b>	<i>35</i>	<b>41</b>	<i>44</i>	<b>49</b>	<i>55</i>	<b>61</b>	<i>66</i>	<b>73</b>	<i>75</i>	<b>78</b>	<i>83</i>	<b>88</b>	<i>99</i>			
<b>Flecke 1804</b>	<i>11</i>	<b>16</b>	<i>23</i>	<b>30</b>	<i>34</i>	<b>37</b>	<i>44</i>	<b>48</b>	<i>56</i>	<b>60</b>	<i>67</i>	<b>71</b>	<i>78</i>	<b>83</b>	<i>89</i>	<b>93</b>
<b>Nordl. 1805</b>	<i>11</i>	<b>19</b>	<i>22</i>	<b>30</b>	<i>34</i>	<b>40</b>	<i>44</i>	<b>50</b>	<i>56</i>	<b>62</b>	<i>66</i>	<b>71</b>	<i>78</i>	<b>82</b>	<i>89</i>	<b>93</b>

Der Gang der beiden Reihen stimmt ausgezeichnet überein. Noch auffälliger ist die Übereinstimmung für die Südlichter in der Zeit 1856 bis 94, wie die nebenstehenden Kurven zeigen (Fig. 278).

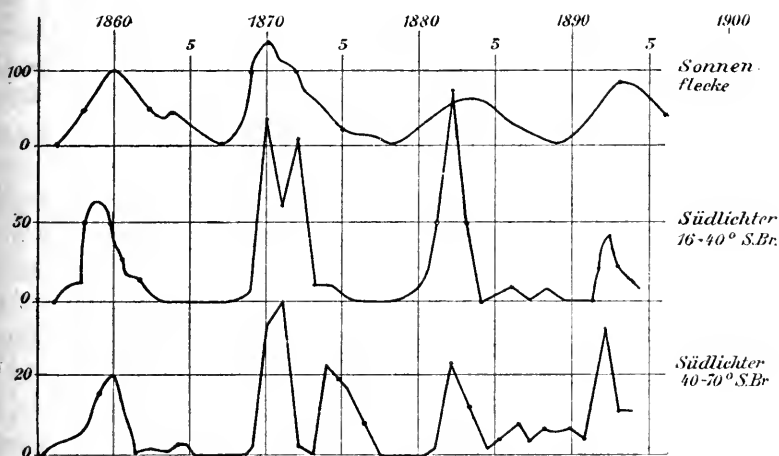


Fig. 278.

Bei näherer Untersuchung findet man indessen im neueren Material eine Eigentümlichkeit, die auch ein wenig in den letzterwähnten Kurven hervortritt. Zwischen zwei stark ausgeprägten Hauptmaximis tritt ein sekundäres Maximum in der Minimumzeit auf, so dass das Minimum in zwei Partialminima zerlegt wird. Dies zeigt sich sowohl in dem skandinavischen als auch in dem amerikanischen Beobachtungsmaterial neueren Datums, wie auch teilweise bei den Südlichtern. Auf Island und Grönland glaubte sogar Tromholt einen entgegengesetzten Gang der Polarlichter und der Sonnenflecken konstatiert zu haben; nähere Untersuchungen scheinen keinen einfachen Zusammenhang zwischen diesen und den isländisch-grönländischen Polarlichtern zu ergeben.

Während kürzerer Zeiträume, wie während eines Jahres oder eines Monats, scheint kein ausgeprägter Zusammenhang zwischen Polarlichtern

und Sonnenflecken vorzuliegen. Vielleicht machen die Südlichter in dieser Beziehung eine Ausnahme.

Mit der Sonnenthätigkeit steht auch ohne Zweifel die 25,929 Tage lange Periode der Polarlichter in Zusammenhang. Die Schwankung nach dieser Periode ist am grössten für die Südlichter mit einer Amplitude von  $+ 44$  Proz., danach kommt Norwegen mit  $\pm 23$  Proz. und Schweden mit  $\pm 11$  Proz. Island und Grönland sowie Nordamerika zeigen diese Schwankung sehr undeutlich (Amplitude  $\pm 6$  Proz.). Was diese Schwankung noch mehr sicher stellt, ist der Umstand, dass in den drei ausgeprägten Fällen das Maximum auf denselben Tag fällt, nämlich auf den 16. Tag einer Periode, wo als Epoche (0:ter Tag) 1728 Jan. 1,0 nach Gregorianischem Kalender gewählt ist. (Diese Epoche entspricht 1901 Jan. 2,3. Aus Schweden liegen Beobachtungen bis vom Jahre 1722 vor.)

Auch der Mond übt einen deutlichen Einfluss auf die Häufigkeit der Polarlichter aus. Dieser Einfluss ist teilweise nur scheinbar und beruht darauf, dass die Sichtbarkeit der Polarlichter bei Mondlicht vermindert wird. Man muss deshalb wegen dieser Störung eine Korrektion einführen. Dies kann in verschiedener Weise geschehen. Seitdem diese Korrektion eingeführt ist, findet man eine recht bedeutende Schwankung der Polarlichter nach dem tropischen Monat (Ekholm und Arrhenius). Schon Cotte (1769) glaubte einen solchen Einfluss des tropischen Monats (27,322 Tage) nachgewiesen zu haben. Sein Material war zu knapp (131 Beobachtungen) und ohne Korrektion für das Mondlicht von ihm bearbeitet worden, weshalb die Richtigkeit seiner Schlussweise von späteren Forschern (Fritz) beanstandet wurde. Das von Ekholm und Arrhenius angewandte Material umfasste 41835 Polarlichtbeobachtungen in den Jahren 1722—1896, wovon 1222 Südlichter betrafen. Dieses Material wurde mit Hilfe der harmonischen Analyse behandelt und, um Beleuchtungsverhältnisse nach Möglichkeit zu variieren, getrennt für das Sommerhalbjahr bearbeitet. Die Amplitude (halbe Schwankung) betrug für die Polarlichtbeobachtungen.

Schweden . . . . .	24	Proz.	5,3.	Tag
Norwegen . . . . .	21	„	5,8.	„
Island und Grönland . . . . .	12	„	5,8.	„
Nordamerika . . . . .	14	„	5,2.	„
Polarstationen, nördliche . . . . .	21	„	4,6.	„
Alle Nordlichter . . . . .	19	„	5,3.	„
„ „ (Sommer) . . . . .	19	„	7,3.	„
Südlichter . . . . .	25	„	17,1.	„

Ordnet man das Material so, dass die Tage, an welchen Polarlichter beobachtet wurden, als gleichwertig gerechnet werden, ohne Rücksicht auf die Anzahl aufgezeichneter Beobachtungen, so erhält man folgende Ziffern:

	Ampl.	Tag		Ampl.	Tag
Schweden . . . . .	16 Proz.	5,7	Nordamerika . . .	8 Proz.	7,2.
Norwegen . . . . .	16	„ 6,3	Alle Nordlichter .	12	„ 6,1.
Island und Grönland .	7	„ 5,5	Alle Südlichter .	8	„ 23,1.

Die Schwankung ist also sehr bedeutend. Das Maximum tritt an dem oben angegebenen Tage ein, wobei als Nullpunkt der Zeitrechnung der Augenblick gilt, in welchem der Mond den Äquator von Norden nach Süden passierte.

Eine Viertelperiode beträgt nun 6,8 Tage, folglich geht das Nordlichtmaximum dem südlichen Lunistitium etwa einen Tag voraus. Das Maximum ist abgeflacht, das Minimum um so schärfer, es liegt kurz vor dem nördlichen Lunistitium. Im Gegensatz zum Einfluss der Sonne ist also ein hoher Stand des Mondes für die Entfaltung der Nordlichter ungünstig. Für die Südlichter trifft das Maximum etwa am 20. Tag ein, d. h. 7,3 Tage vor dem Nullpunkt und einen halben Tag vor dem nördlichen Lunistitium.

Die Schwankung geht also nördlich und südlich vom Äquator in umgekehrtem Sinne und wird am Äquator verschwindend. Es scheint auch aus dem Material hervorzugehen, dass die Schwankung in polaren Ländern am grössten ist; nur sollte man danach eine etwas grössere Ziffer für die isländisch-grönländischen Nordlichter erwarten.

Beziehungen der Polarlichter zum Erdmagnetismus und zur Luftelektrizität. Die ersten Beobachtungen darüber, dass Nordlichter die Magnetnadel in Unruhe versetzen, stammen von Hiorter und Celsius in Upsala aus dem Jahre 1741. Seitdem haben die meisten Beobachter dieser Erscheinungen gefunden, dass Polarlichter sehr häufig von magnetischen Störungen begleitet sind. Auch folgen beide Erscheinungen dem Gang der Sonnenflecke.

In den Jahren 1847 und 1848 fand Siljeström zu Bossekop im nördlichsten Norwegen, dass die Art der Störung (östliche oder westliche) mit dem Übergange des Nordlichts vom Norden nach dem Süden des Himmels zusammenhing. Diese Beobachtung stimmte mit einer von Hansteen in Christiania in den Jahren 1830 und 1831 gemachten überein. Im Jahre 1830 war die Deklinationsstörung östlich, am 7. Jan. 1831

dagegen, als das Nordlicht sich weit nach Süden verbreitete, war sie mehr westlich.

Diese Beobachtungen scheinen anzudeuten, dass in den Nordlichtstrahlen eine Strömung von positiver Elektrizität von unten nach oben stattfindet. Findet diese Strömung (magnetisch) nördlich von der Magnetnadel statt, so wird sie nach Osten abgelenkt, und umgekehrt, wenn die Strömung im Süden der Nadel sich entwickelt. Wijkander hat ebenfalls aus den Beobachtungen der magnetischen Störungen bei der Expedition nach Spitzbergen 1872—1873 geschlossen, dass bei Nordlichtern positive Elektrizität hinaufströmt. Zu demselben Schluss führen die Beobachtungen aus Spitzbergen vom Jahre 1882—83, indem die östlichen Störungen der Deklination ihr Maximum am Vormittag (5 Uhr) ungefähr gleichzeitig mit der nördlichsten Lage der Nordlichter ( $9^h 45^m$  V. M.) erreichen, während die westlichen Störungen und die südliche Lage der Nordlichter am Abend ( $7^h$  bzw.  $8^h 50^m$  N. M.) durch ihre Maxima gehen.

Die auffälligsten Erscheinungen dieser Art beobachtete zu derselben Zeit Paulsen in Godthaab auf Grönland. Die Nordlichtstrahlen, welche im allgemeinen in der Richtung der magnetischen Kraftlinien verlaufen, stehen dort nahezu senkrecht. Eine Nordlichtdraperie, die im Süden liegt und über den Beobachter hin nach Norden wandert, erscheint, wenn sie durch den Zenith geht, in der Form eines Bandes. Paulsen und seine Mitarbeiter beobachteten nun, dass in dem Moment, in welchem ein solches Nordlichtband den Zenith durchlief, die Magnetnadelstellung sich änderte, und zwar war die Abweichung östlich, so lange das Nordlicht im Norden, westlich, so lange es im Süden stand.

Polarlichtentfaltungen brauchen nicht von magnetischen Störungen und diese wiederum nicht von Polarlichtern begleitet zu sein. Diese Bemerkung ist schon längst gemacht worden, ohne die Ansicht, dass die Polarlichter mit elektrischen Entladungen verknüpft sind, erschüttern zu können. Die Störungen erreichen nur selten die Grössenordnung von einem oder ein paar Graden, in einem vereinzelt Fall (Polarisbai am Febr. 1872 nach Bessels) erreichte die Störung  $12^\circ$ . (Hood scheint nach Fritz noch grössere Abweichungen zu Cumberlandhouse 1820—1821 beobachtet zu haben). Im allgemeinen scheinen die Störungen in der Nähe der magnetischen Pole — wie ja zu erwarten — ungewöhnlich grosse Winkel zu umfassen. So erreichte die Schwankung der Deklinationsnadel zwischen  $8^h$  V. M. und  $4^h$  N. M. am 15. Nov. 1882 etwa  $10,2^\circ$  zu Kingua fjord,  $10,8^\circ$  zu Fort Conger und  $4,4^\circ$  zu Fort Rat gegen nur

0,2° zu Pawlowsk. Schwache Nordlichter, besonders wenn sie ziemlich gleichmässig nach Norden und Süden von der Beobachtungsstelle verbreitet sind und in hohen oder überhaupt entfernten Luftschichten ihren Sitz haben, können sehr wohl die Magnetnadel in Ruhe lassen. Andererseits kann die Magnetnadel durch andere Umstände, wie heftige Winde, Erdströme, Erdbeben und durch mechanische Erschütterungen in Unruhe versetzt werden.

Trotzdem sind nicht alle solche Abweichungen in dieser Weise zu erklären. Man hat prachtvolle Nordlichter beobachtet, bei welchen die Magnetnadel ruhig blieb. Häufig hat man beobachtet, dass die magnetischen Störungen einige Stunden (4—6) vor der stärksten Nordlicht-entfaltung ihr Maximum erreichten.

Paulsen wurde daher zu der Annahme geführt, dass die Polarlichter nicht notwendig in der Strömungsbahn der gleichzeitigen elektrischen Entladung, sondern häufig zur Seite derselben ungefähr wie die Kathodenstrahlen entstehen. Er nahm deshalb an, dass die Polarlichter Folgen von Kathodenstrahlen seien. Auf diese Weise erklärte er die Wolkenbildung, welche meistens den Polarlichtern folgt und im dunklen Segment sich geltend macht (vgl. S. 907). Die Kathodenstrahlen rufen nämlich nach Lenards Untersuchungen Kondensationen hervor. Weiter war auf diese Weise die Richtung der Nordlichtstrahlen parallel der Richtung der magnetischen Kraftlinien leicht zu deuten. Wenn nämlich ein Bündel von Kathodenstrahlen schräg zu den Kraftlinien des magnetischen Feldes gerichtet ist, so wird seine Richtung stetig abgelenkt, so dass es eine Spirale um eine Kraftlinie beschreibt und in einiger Entfernung als längs der Kraftlinie verlaufend erscheint. Da weiter der Zusammenhang der Polarlichter mit der Sonnenstrahlung deutlich hervortritt, nahm Paulsen an, dass „die elektrischen Moleküle die Energie der Sonnenstrahlen aufspeichern und dieselbe nachher in Form von Polarlichtern abgeben.“

Die Beobachtungen über die Strömungsrichtung der Elektrizität bei Polarlichtentfaltungen lehren, dass das elektrische Potential der äussersten Luftschichten negativ gegenüber demjenigen der mittleren Luftschichten ist. Zu den elektrischen Ladungen der Erdoberfläche und der ihr nächstliegenden Luftschichten, welche negativ sind, und der mittleren Luftschichten (2000—5000 m Höhe), welche ungefähr ebenso stark und positiv sind, kommt also noch eine Ladung der höheren Luftschichten mit negativer Elektrizität hinzu. Wenn neuerdings mehrfach die Ansicht geäussert worden ist, dass die Erde als Ganzes ungeladen

sei, nachdem die beiden zuerst erwähnten Ladungen einander ziemlich ausgleichen, so ist die Ladung der höchsten Luftschichten dabei übersehen worden.

Die Nordlichter haben einen Einfluss auf die elektrische Ladung der Erde. So z. B. berichtet Paulsen, dass bisweilen bei starken Nordlichtentfaltungen die Erde positiv geladen wird, oder wie man gewöhnlich sich ausdrückt, die Luftelektrizität wird negativ. Es ist leicht einzusehen, dass, wenn positive Elektrizitätsmengen aus den mittleren Luftschichten hinauf zu den höchsten atmosphärischen Schichten strömen und von da zur Seite sich ausbreiten, die negative Ladung der Erde abnehmen muss. Wenn die positive Ladung der mittleren Schichten sogar durch eine negative Ladung ersetzt wird, so kann die Ladung der Erde ebenfalls ihr Zeichen wechseln. Jedoch scheint dies nach den Beobachtungen Andréés auf Spitzbergen nur selten vorzukommen; bei den kräftigsten Nordlichtentfaltungen sank das Potentialgefälle auf im Mittel 53 Proz. seines normalen Wertes. Kurze Zeit danach nahm aber das Potentialgefälle wieder relativ hohe Werte an. Die in den mittleren Luftschichten angehäuften negativen Elektrizitätsmengen wurden offenbar bald (durch Niederschlag) zur Erde geführt und die mittleren Luftschichten nahmen ihre normale positive Ladung wieder an. Die Erdoberfläche erhielt dadurch eine ungewöhnlich starke Ladung. Dasselbe trat bei schwachen diffusen Nordlichtern ein. In diesen Fällen war die Zufuhr von negativer Elektrizität zu den mittleren Luftschichten wahrscheinlich so langsam, dass die Abfuhr zur Erde ihr gleich kam und eine stark negative Ladung der Erdoberfläche entstand.

Theoretisches über die Polarlichter. Schon oben bei der Besprechung der elfjährigen Periode der Sonnenflecke und damit verwandter Erscheinungen, zu welchen die Polarlichter gehören, wurden wir zu der Annahme geführt, dass ein stetiger Strom von negativ geladenen kleinen Partikelchen von der Sonne ausgeht, welcher die Erde trifft. Inzwischen hat Schwarzschild gezeigt, dass diese Partikelchen, wenn sie unter eine gewisse Grösse sinken, schwächer von der Sonne abgestossen und zuletzt wieder von ihr angezogen werden. Es kann deshalb sehr wohl geschehen, dass ein anfangs abgestossenes Partikel, das durch Verdunstung zusammen geschwunden ist, wieder zur Sonne zurückgezogen wird. Die Schar der zurückkehrenden Partikelchen (die relativ gross oder klein sind), fällt auf die von der Sonne abgewendete Seite der Erde nieder (vgl. S. 154).

Ausser den oben (S. 152—154) besprochenen Eigenschaften der Polar-

lichter lassen sich die tägliche Periode, wonach mehr Polarlichter vor als nach Mitternacht vorkommen, ebenso die stärkere Entwicklung der Polarlichter im Sommer als im Winter, die sich zeigt, wenn die störende Wirkung der Beleuchtung berücksichtigt wird, leicht verstehen.

Die Periode nach tropischem Monat beruht wahrscheinlich auf der elektrostatischen Wirkung des negativ geladenen Mondes; dieser treibt die negative Elektrizität von den Teilen der Luft weg, über welchen er steht. Wegen der Langsamkeit, mit welcher die elektrisch geladenen Partikelchen fortgeschoben werden, macht sich diese Wirkung im Laufe des Mondtages nur schwach geltend; im Laufe eines tropischen Monats kann die Wirkung besser hervortreten. Mit diesen Schwankungen der Polarlichter gehen diejenigen der Luftelektrizität parallel, beruhend darauf, dass die vom Nordlicht ionisierte Luft einen Teil ihrer negativen Ionen unter Vermittelung von Niederschlägen der Erdoberfläche abgibt.

Einfluss des Strahlungsdruckes auf den Luftdruck. Auch die halbtägige barometrische Schwankung wird mit Hilfe des Strahlungsdruckes erklärlich. Die kleinen Massenteile aus dem Weltraum fallen, wie erwähnt, am meisten auf die der Sonne abgewandte Seite der Erde. Dort lagert sich also in die höchsten Luftschichten (etwa 400 km) eine dünne Massenschicht, eine Art Ausbuchtung der Erdatmosphäre. Ihre Massenteile, die an der Erddrehung noch nicht teilnehmen, haben also am Äquator relativ zur Erdoberfläche eine Bewegung von 465 m pro Sekunde von Osten nach Westen. Diese Bewegung teilt sich den tieferen Schichten teilweise mit, so dass dieselben, wie die leuchtenden Wolken zeigen (Höhe etwa 100 km), eine nach Westen gerichtete Bewegung erhalten, während die Schicht, in der die Cirri schweben, sich stark nach Osten bewegt. Die Ausbuchtung der Atmosphäre wird im Gegenpunkt der Sonne stark heraustreten.

Wir können uns demnach den Effekt so vorstellen, als ob die Atmosphäre aus einem unvergleichlich grössten Teil besteht, welcher gewissermaassen als mit der Erde fest verbunden angesehen werden kann, und einer äusserst dünnen äusseren Schale, die auf der Nachtseite die eigentliche Atmosphäre überlagert und ihre grösste Mächtigkeit im Gegenpunkt der Sonne besitzt. Auf der Nachtseite der Erde wird demzufolge der Barometerdruck eines jeden Ortes um Mitternacht ein Maximum durchlaufen, das in den äquatorialen Gegenden relativ stark ausgeprägt ist, in den polaren dagegen verschwindet.

Auf der der Sonne zugewendeten Seite üben die von der Sonnen-

seite einstürzenden Partikelchen in den höchsten Luftschichten einen Druck aus, der in der Strahlungsrichtung dem Cosinus der geographischen Breite,  $\varphi$ , proportional ist. (Dabei wird der Einfachheit halber vorausgesetzt, dass die Sonne im Äquator steht, wobei die pro Flächeneinheit einfallende Sonnenstaubmenge dem  $\cos \varphi$  proportional ist.) Der Druck in vertikaler Richtung wird dem  $\cos^2 \varphi$  proportional. Dieser Druck in der obersten Schicht wird eine kleine Zunahme ihrer Dichtigkeit zu Folge haben, die oberste Schicht drückt (vgl. S. 579) auf die nächstfolgende, deren Dichte in demselben Verhältnis zunimmt, und so weiter durch die ganze Atmosphäre, so dass die totale Druckschwankung proportional der überlagernden Luftmasse ist, was der Erfahrung entspricht (vgl. S. 604). Die Abnahme der Schwankung gegen die Pole hin erfolgt aber schneller als dem  $\cos^2 \varphi$  proportional, etwa so wie diejenige von  $\cos^3 \varphi$  (vgl. S. 603).

Danach könnte man erwarten, das Maximum des Luftdruckes in der Mittagszeit zu finden, es fällt aber  $1^h 36^m$  früher (Phasenwinkel  $156^\circ$ , vgl. S. 603). Die Ursache dieser Verschiebung dürfte eine schwache elektrische Abstossung der in der Luft suspendierten negativ elektrischen Partikelchen durch das elektrische Kraftfeld der Erde sein, die die Schwerkraft der Luft teilweise aufhebt. Diese Abstossung, die der besprochenen Druckzunahme entgegengesetzt gerichtet wirkt, ist um so grösser, je mehr Partikelchen in der Luft vorhanden sind, d. h. sie ist nach Mittag stärker als vor Mittag (vgl. S. 154). Auf diese Weise wird die Verschiebung des Maximums in die Vormittagsstunden verständlich.

Auf der Nachtseite erhält man in ähnlicher Weise ein Maximum des Luftdruckes zur Mitternachtszeit. Die Grösse dieses Maximums muss ebenso wie diejenige des Tagesmaximums gegen die Pole hin sehr schnell abnehmen. Die beiden Schwankungen entsprechen zusammen sehr nahe der halbtägigen Schwankung des Barometers.

Auch die jährliche Veränderung dieser Schwankung wird leicht erklärlich. Die Maxima im März und September entsprechen den grössten Entfernungen der Erde vom Sonnenäquator und die Minima in Dezember und Juni dem Durchgang der Erde durch die Äquatorialebene der Sonne (vgl. S. 153). Von diesen Minimis ist — in der Nähe des Äquators bis zu etwa  $45^\circ$  Breite — dasjenige im Juni auf beiden Halbkugeln tiefer als dasjenige im Dezember, entsprechend der Sonnenferne im Juli, der Sonnennähe im Januar. Weiter vom Äquator machen sich die Jahreszeiten geltend (S. 552); zufolge der geringen Sonnenstrahlung im Winter

der nördlichen Erdhälfte ist daselbst das Dezemberminimum tiefer als das Juniminimum (nördlich von  $45^{\circ}$  N. Br., vgl. S. 603).

Anwendung der Strahlungsdrucktheorie auf den neuen Stern im Perseus. Während die Schilderung der neuen Sterne (S. 60) schon im Druck war, ist eine Nova erschienen, die die merkwürdigste seit dem tychonischen Stern ist. In der Nacht 21—22. Februar 1901 erschien im Sternbild Perseus ein neuer Stern 2,7. Grösse. Seine Helligkeit nahm erst schnell zu, so dass er am 23. Februar heller als die nahe gelegene Capella war, etwa wie Sirius. Danach nahm sie etwas langsamer ab, blieb über 1. Grösse noch am 25. Februar, über 2. Grösse bis zum 1. März, über 3. bis zum 6. und über 4. Grösse bis zum 24. März.

Nachher ist die Helligkeit allmählich gesunken (im Februar 1902 war die Grösse 7,8, 15. Juli 1902 9,0), aber nicht stetig, sondern mit periodischen Schwankungen, sowohl der Helligkeit als auch der Farbe. Anfangs waren die Minima kurz, wie bei den Algolsternen, und die Periode betrug etwa drei Tage, später wuchs die Periode auf etwa fünf Tage. Die Minima wurden jetzt lang ausgezogen, die Maxima dagegen von kurzer Dauer. Das Aufflackern dauerte zuletzt nur einige Stunden.

Das Spektrum dieses ausserordentlich merkwürdigen Himmelsobjectes zeigte die grösste Ähnlichkeit mit demjenigen der Nova im Fuhrmann (Fig. 7). Die dunklen Wasserstofflinien und die Linien *H* und *K* hatten eine starke Verschiebung nach Violett, welche sich an den anderen dunklen Linien nicht — oder in geringerem Maasse — zeigte. Daraus berechnete sich eine Geschwindigkeit der absorbierenden Wasserstoffmassen von etwa 700 km in der Sekunde. Die Explosivstoffe im neuen Stern bestanden danach hauptsächlich aus Wasserstoffverbindungen (wahrscheinlich mit Kohlenstoff). Der Wasserstoff, der bei den Eruptionen auf der Sonne, die sich als Protuberanzen kundgeben, die wichtigste Rolle spielt, war also auch bei der Explosion auf dem neuen Stern der wichtigste Sprengstoff. Da keine anderen Wasserstoffmassen absorbierend wirken konnten, als die zwischen Beobachter und dem glühenden Stern liegenden, mussten sie eine grosse Geschwindigkeit gegen den Beobachter besitzen, also Linienverschiebung gegen Violett zeigen. Die hellen Wasserstofflinien, die von noch nicht abgekühlten Gasmassen in der Nähe des Sterns herrührten, konnten auch beobachtet werden, wenn die Massen von dem Beobachter wegströmten; sie waren deshalb nach Rot verbreitert.

Zuletzt zeigte das Spektrum immer mehr einen Nebelcharakter des Sterns an (von April 1901 ab). Dieser Nebel entspricht vollkommen demjenigen bei anderen neuen Sternen (vgl. Seite 62).

Es sind aber andere Nebel in der Umgebung der Nova Persei, welche das grösste Aufsehen erregt haben. Im August 1901 meldete M. Wolf, er habe viele zarte Nebelstreifen in der Nähe der Nova entdeckt. Sehr genaue Beobachtungen über diese Nebelgebilde führte dann Ritchey mit Hilfe des grossen Spiegelteleskopes der Yerkessternwarte aus. Die photographische Aufnahme zeigte mehrere Bogen oder spiralig gewundene Gebilde, die ausserhalb einander um die Nova als Mittelpunkt lagen. Diese Nebel entfernten sich mit sehr grosser Geschwindigkeit vom Centrum. Nach Perrines Analyse der an der Lick-Sternwarte aufgenommenen Photographien sind folgende Thatsachen festgestellt:

Im Januar 1902 umgaben zwei Ringe, ein innerer, hellerer von etwa 15" Durchmesser, und ein schwächerer äusserer von etwa 30" Durchmesser die Nova. Die beiden Ringe dehnten sich aus mit Geschwindigkeiten von 1,4" bzw. 2,8" pro Tag (29. März 1901 bis Jan. 1902). Aus dieser Bewegung, als gleichmässig angenommen, berechnet man, dass der innere Ring von der Nova am 8. Febr., der äussere am 16. Febr. 1901 ausgegangen war. Diese Daten sind innerhalb der Beobachtungsfehler als untereinander und mit der Aufleuchtungszeit der Nova (Max. 23. Febr.) identisch anzusehen.

Die Ringe haben eine ausgeprägte Struktur mit hervortretenden Kondensationscentren oder Knoten. Die Bewegungen dieser Knoten sind gewöhnlich nicht radial, sondern enthalten starke tangentielle Komponente, die bisweilen nach der einen, bisweilen nach der anderen Seite gerichtet sind. Die Nebelteile zeigen keine merkliche Polarisierung, wie man von reflektiertem Licht (z. B. in der Sonnenkorona oder im Tierkreislicht) zu erwarten hat. Der innere Ring verblasst, der äussere dagegen hat eine Zunahme der Helligkeit gezeigt. Einige Nebelteile zeigen geringe oder keine Verschiebung.

Um diese Eigentümlichkeiten zu erklären, versuchten Kapteyn und Wolf die Hypothese, dass das Licht, das während der grössten Helligkeit der Nova ausgesandt wurde, sich allmählich ausbreitet und unseren Augen immer neue, vorher wegen mangelnder Beleuchtung unsichtbare, Nebelstreifen enthüllt. Da aber das Licht die Erde passiert hat, müssten wohl die beleuchteten Nebelstreifen auf dem ganzen Himmel verteilt sein. Die beobachtete Geschwindigkeit muss deshalb geringer sein als diejenige des Lichtes. Ausserdem sind die zwei verschiedenen Geschwindigkeiten nach dieser Hypothese unverständlich und die Reflexion des Lichtes durch Nebelgase physikalisch unhaltbar. Ferner ist das Licht nicht polarisiert, also auch nicht reflektiert.

Wilsing vermutete deshalb, dass hier eine Wirkung ähnlich derjenigen bei Kometenschweiften vorliegt, und Very deutete an, dass der Strahlungsdruck vielleicht etwas mit der Bewegung zu thun habe.

In der That lassen sich auf diese Weise die grössten Schwierigkeiten vermeiden. Die Strahlung der Nova muss bei ihrer Maximalhelligkeit so gross gewesen sein, dass die weggestossenen kleinen Partikelchen beinahe alle Geschwindigkeiten unter derjenigen des Lichtes erreichen konnten. Wie bei Kometen mit zwei verschiedenen gekrümmten Schweiften, wären hier zwei Geschwindigkeiten, die hauptsächlich (aber nicht ausschliesslich) vorkommenden und diesen entsprächen die beiden Ringe, in welchen demnach immer neue Teile zum Vorschein kommen. Die stillstehenden Teile wären dagegen feststehende Nebel, die nacheinander von Partikelchen verschiedener Geschwindigkeit erreicht werden. Das ausgesandte Licht würde wie bei anderen Nebeln von elektrischen Entladungen herühren, also nicht polarisiert sein. Vielleicht werden auch Nebelteile durch den Stoss der Partikelchen etwas verschoben. Die Zunahme des Lichtes des äusseren Ringes scheint anzudeuten, dass der im Himmelsraum fein verteilte Nebelstoff von den kleinen Partikelchen so zu sagen zusammengekehrt wird, so dass die Dichte des fortgetriebenen äusseren Nebels immer zunimmt. Die Abnahme der Lichtstärke des inneren Ringes ist wohl ganz einfach als die Folge der zunehmenden Ausbreitung anzusehen.

## XVIII. Der Erdmagnetismus.

Die horizontale Richtung der frei aufgehängten Magnetnadel (Deklinaton). Schon sehr frühzeitig war es bekannt, dass die Magnetnadel gegen Norden zeigt. Die Kenntnis dieser Eigenschaft scheint durch die Araber von den Chinesen nach Europa übergeführt worden zu sein. Der englische Scholastiker Alexander Neckam spricht darüber im 12. Jahrhundert. Dem im 14. Jahrhundert lebenden italienischen Schiffer Flavio Gioja schiebt man häufig die Erfindung des Kompasses zu, der Kompass wird aber schon in einem Gedicht von Guyot de Provins im Jahre 1190 als Wegweiser der Schiffer bei bewölktem Himmel erwähnt. Nach Wehner soll man schon im frühen Mittelalter den Magneten zur Orientierung (d. h. Bestimmung des Ost-Punktes) der Kirchen benutzt haben.

Die Chinesen, welche den Kompass seit etwa Anfang unserer Zeitrechnung benutzten, haben auch gefunden, dass die Richtung der Magnetnadel nicht gerade nach Norden hinzielt, sondern eine sogenannte Abweichung oder Deklination von der astronomisch bestimmten Nord-Südlinie zeigt. Die Deklination wird in einer chinesischen Naturlehre vom Jahre 1111 zu  $15^{\circ}$  westlich angegeben. Das Verdienst, die Deklination im Abendlande zuerst nachgewiesen zu haben, wird Columbus zugeschrieben, welcher am 13. Sept. 1492 auf seiner Entdeckungsreise nach Amerika 200 Seemeilen W. von Ferro die Missweisung ( $5,5^{\circ}$  westl.) des Kompasses entdeckte. — Man bestimmte später den damals durch die Insel Ferro gehenden Nullmeridian, welcher die neue und die alte Welt trennen sollte, so, dass daselbst die Deklination Null sein sollte. Wegen der sekulären Änderung der Deklination war diese Bestimmungsweise sehr unpraktisch. — Eine recht unsichere Angabe vom Jahre 1681 besagt, dass ein gewisser Peter Adsigerius im Jahre 1269 eine Deklination von  $5^{\circ}$  wahrgenommen habe. Die erste genaue Deklinationsbestimmung wurde im Jahre 1510 zu Rom von Georg Hartmann aus-

geführt, welcher fand, dass daselbst das Nordende der Magnetnadel sich  $6^\circ$  nach Osten von der Nord-Südlinie einstellte. Mit anderen Worten, die magnetische Deklination zu Rom im Jahre 1510 war  $6^\circ$  östlich. Später (1536) führte Hartmann eine Bestimmung der Deklination zu Nürnberg aus. Er fand sie da gleich  $10\frac{1}{2}^\circ$  östlich. Borough machte in London 1581 sehr genaue Deklinationsbestimmungen und fand sogar, dass die Magnetnadel ihre Stellung mit der Sonnenhöhe (d. h. der Tageszeit) ändert.

Um die Deklination zu bestimmen, benutzt man eine gewöhnliche auf einem Achathütchen aufgehängte Magnetnadel, deren Spitzen über einem gradierten Kreisumfange spielen. Wenn die magnetische Achse der Nadel durch ihre Spitzen ginge, so wäre eine Ablesung der Lage der beiden Spitzen genügend. Nun trifft dies nicht allgemein zu. Deshalb ist die Nadel nur lose auf das Achathütchen aufgelegt, so dass man sie abnehmen und umdrehen kann, wobei ihre frühere Unterseite nach oben kommt. Man macht jetzt eine neue Doppelablesung. Die Mittelwerte zwischen den ersten und den letzten Ab-

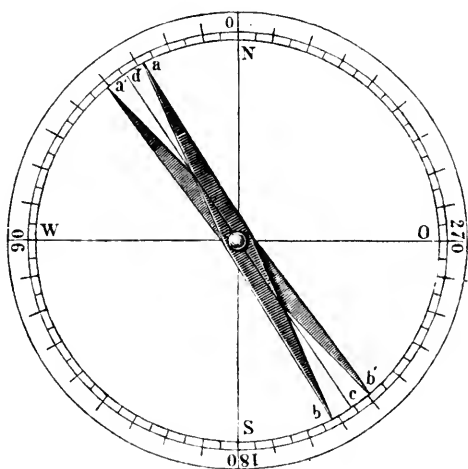


Fig. 279.

lesungen geben zwei Bestimmungen, deren Mittel den wahren Wert der Deklination darstellt (vgl. Fig. 279).

Wenn man die Abweichung der magnetischen Achse einer Nadel von der Verbindungslinie ihrer Spitzen einmal bestimmt hat, kann man sich damit begnügen und bei den folgenden Beobachtungen die bekannte Korrektur für die Abweichung einführen. Da die Magnete sich häufig langsam ändern, muss die Korrektur bisweilen neu bestimmt werden.

Die sogenannten magnetischen Theodoliten sind Verbesserungen dieses Instrumentes. Die Nadel wird an einem oder mehreren Coconfäden aufgehängt, der astronomische Meridian wird mit Hilfe eines Fernrohrs bestimmt, das auch (bei Gambey's Instrument) durch Vorlage einer Linse zur Ablesung der Nadelstellung dienen kann.

In neuerer Zeit hat man sogenannte Landesaufnahmen der magnetischen Konstanten in grossen Gebieten gemacht. Bei solchen Messungen benutzt man Reiseinstrumente. Ein solches Reiseinstrument nach Lamonts Konstruktion zeigt die nebenstehende Figur (Figg. 280—281).

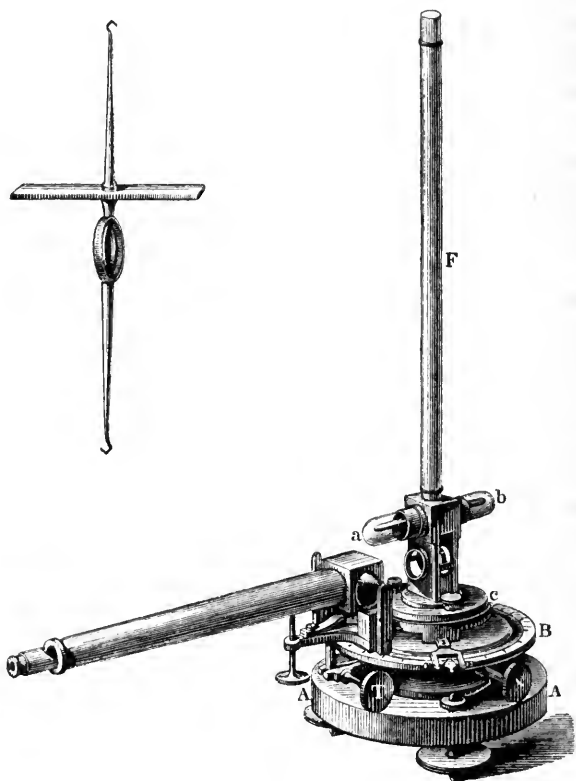


Fig. 280 und 281. Lamonts magnetisches Reiseinstrument.

Auf einem mit Stellschrauben versehenen soliden Fuss *A* ruht fest verbunden ein geteilter Kreis *B*. Darüber ist eine Scheibe *C*, die ein Fernrohr und zwei Nonien trägt, auf einem Zapfen drehbar gelagert. Sie wird in einer bestimmten Lage gegen *A* durch die Schraube *S* festgehalten. Die Schraube *T* dient zur genauen Justierung.

Das Fernrohr wird zuerst auf einen entfernten Gegenstand eingestellt (z. B. auf einen Kirchturm, eine Bergspitze oder ähnliches). Die Abweichung der Visierlinie von der Nord-Süd-Linie wird mit Hilfe einer

topographischen Karte bestimmt. Somit kennt man die Richtung der Nord-Süd-Linie auf dem Kreis *B*.

Auf *C* wird jetzt das Rohr *F* aufgeschraubt. Dieses trägt an einem Coconfaden den Magneten *ab*, der unten mit einem Spiegel fest verbunden ist (Fig. 281). Dieser Spiegel kann durch eine mit plauparallelem Glas geschlossene Öffnung visiert werden. Das Haarkreuz des Fernrohrs wird durch eine seitliche Öffnung im Fernrohr beleuchtet. Steht dann der Spiegel zur Fernrohrachse senkrecht, so sieht man durch das Ocular sowohl das Haarkreuz selbst wie sein Bild, welche einander überdecken. Zu einer genauen Einjustierung dienen in vertikaler Richtung die Schraube über *A*, in horizontaler die Schraube *T* (Fig. 280).

Den Winkel zwischen der magnetischen Achse der Magnetnadel *ab* und der Spiegelnormale hat man vorher in einem festen Observatorium bestimmt. Aus der Stellung des Fernrohrs beim Zusammenfallen des Haarkreuzes und seines Bildes zum bekannten geographischen Meridian auf dem Kreise *B* berechnet man die Deklination an dem Beobachtungspunkte.

Die Bestimmung der Deklination ist für die Schiffahrt von grösster Bedeutung. Man zeichnete deshalb schon früh Karten, auf welchen die Deklinationen an bestimmten Stellen angegeben wurden. Dazu dienen die sogenannten Isogonen, Linien, welche Orte verbinden, die gleiche Deklination aufweisen. Durch einen Blick auf die Isogonenkarte ersieht man sogleich mit für praktische Zwecke genügender Annäherung die Grösse der Deklination an jedem Punkte (vgl. Fig. 282).

Solche Isogonenkarten sind zuerst von dem englischen Astronomen Halley im Jahre 1701 konstruiert worden. Die Isogonen laufen auf jeder Halbkugel in zwei Punkten zusammen, dem magnetischen und dem geographischen Pol. Der magnetische Nordpol wurde im Jahre 1831 von Ross aufgefunden, er bestimmte seine Lage zu  $70^{\circ}5,3'$  n. Br. und  $96^{\circ}45,3'$  w. L. von Gr. Der magnetische Südpol ist noch nicht aufgefunden worden, er liegt in ungefähr  $73^{\circ}20'$  s. Br. und  $148^{\circ}$  ö. L. von Gr.

Dass die Isogonen am magnetischen Pole zusammenlaufen, beruht darauf, dass die Deklinationsnadel aus allen Richtungen gegen den Pol hinzielt. Die Deklination nimmt also in diesem Punkt alle mögliche Werte an. Am geographischen Pol, wo die Magnetnadel eine einzige Richtung hat, laufen alle Meridianlinien zusammen. Die Richtung der Magnetnadel in Bezug auf die Meridianlinie ist deshalb unbestimmt und nimmt in der Umgebung des Poles alle Werte zwischen  $0^{\circ}$  und  $360^{\circ}$  an.

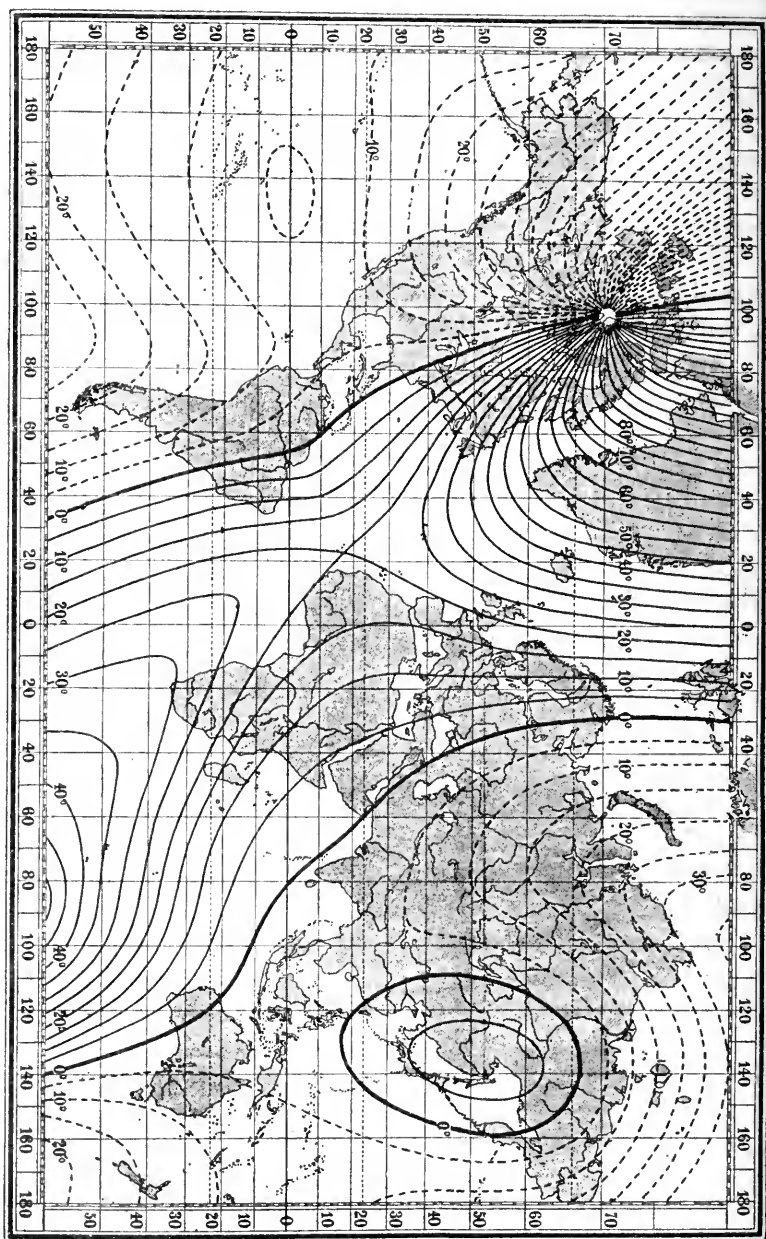


Fig. 282. Isogonen oder Linien gleicher Deklination für 1885 nach Neumayer.

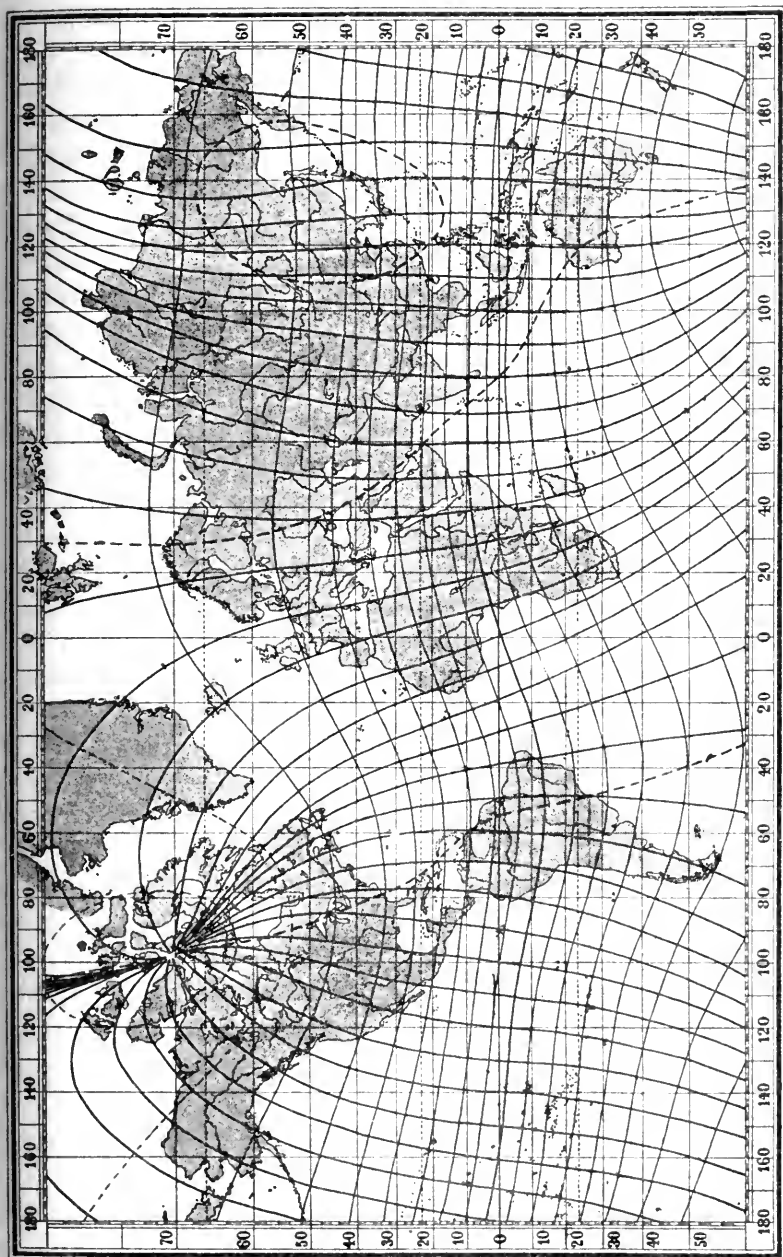


Fig. 283. Magnetische Meridiane und Parallelen (Äquipotentiallinien) für 1885 nach Neumayer.

Dass die Isogonen in den geographischen Polen zusammenlaufen hat offenbar nichts mit den Eigenschaften des Erdmagnetismus zu thun sondern beruht nur auf dem Gang der Meridianlinien an diesen Punkten. Die Isogonen sind deshalb nicht geeignet, eine Vorstellung von der Natur des Erdmagnetismus zu geben. Viel mehr sind die von Duperrey zuerst konstruierten magnetischen Meridiane und Parallelen in dieser Hinsicht lehrreich. Die magnetischen Meridiane sind so konstruiert, dass an jedem Orte der Karte ihre Tangente die Richtung der Magnetnadel hat. Die magnetischen Parallelen stehen auf den magnetischen Meridianen senkrecht. Die magnetischen Meridiane sind Kraftlinien, die Parallelen Äquipotentiallinien der horizontalen magnetischen Kraft. Eine solche Karte ist in Fig. 283 wiedergegeben.

Die Karten, welche diese Linien darstellen, sind nur für eine bestimmte Zeit gültig, weil die erdmagnetischen Elemente sich mit der Zeit stark ändern. So z. B. ging die Linie, welche die Deklination Null zeigt und welche auf der Karte (Fig. 282) durch einen dicken schwarzen Strich charakterisiert ist, im Jahre 1885 durch St. Petersburg, im Jahre 1673 durch Berlin und im Jahre 1492 über die Azoren (Ferro). Europa (mit Ausnahme von Russland), welches jetzt durchgängig westliche Deklination besitzt, zeigte demnach zu Columbus Zeiten östliche Deklination. Diese sogenannte sekuläre Variation ist wahrscheinlich periodisch, die Periodenlänge konnte aber wegen der kurzen Beobachtungszeit nicht genau festgestellt werden. Sie wird durch Karten, die sich auf verschiedenen Epochen von 1555 ab beziehen, versinnlicht. Sie wurde zuerst im Jahre 1634 beachtet. Im Anfang des vorigen Jahrhunderts zeichnete Hansteen solche Karten für verschiedene Epochen. Theoretische Untersuchungen von grossem Interesse über diese sekuläre Veränderung sind in letzter Zeit besonders von Carlheim-Gyllenskiöld ausgeführt worden.

Wie stark die Isogonen sich mit der Zeit verschoben haben, zeigen folgende Ziffern.

Die Deklination zu London war:

1576 nach Borough	11° 15' E
1580   "       "	11° 20'
1622   "   Gunter	6° 15'
1634   "   Gellibrand	4° 5'
1657	0
1818 (max. W.)	24° 30' W.

Zu Paris war sie:

1550	8° 0' E
1580	11° 30'
1634	4° 16'
1666	0 0
1688	4° 30' W
1710	10° 50'
1736	15° 45'
1773	20° 0'
1814	22° 34' (max.)
1860	19° 23'

Fig. 284 giebt diesen Gang bildlich wieder.

In Mittel-Europa nimmt die westliche Deklination um etwa 6' jährlich ab. Die Schnittpunkte der beiden agonischen Linien, längs welchen die Deklination Null ist, mit dem Äquator, haben folgende Lage gehabt:

Jahr 1600	7° E	116° E		
1700	17° W	119		
1730	29	93		
1744	32	85	— —	120 E
1756	32	78	92 E	122
1770	38	78	96	121
1787	39	81	105	117
1800	42	100		
1823	43	82		
1840	48	—		
1885	56	79		
1895	57	78		

Die erste agonische Linie zeigt einen ziemlich regelmässigen Gang mit der Zeit, die zweite dagegen nicht. Sie erreicht ein östliches Maximum im Jahre 1700, geht durch ein Minimum etwa im Jahre 1760 und durch ein Maximum im Jahre 1800 und scheint jetzt wieder in der Nähe eines Minimums zu liegen.

Diese grossen Unregelmässigkeiten hängen offenbar mit der Wanderung des eigentümlichen ostasiatischen Gebietes von westlicher Deklination zusammen, welches sich jetzt nur bis zu 16° n. Br. in südlicher Richtung erstreckt (s. Fig. 282), im 18. Jahrhundert aber eine Zeit lang auf die

südliche Halbkugel übergriff, wodurch am Äquator zwei neue Punkte ohne Deklination entstanden.

Auch die Lage der magnetischen Pole hat sich mit der Zeit stark verändert. Dieselbe ist durch folgende Tabelle angegeben.

#### Magnetischer Nordpol.

1700	75° n. Br.	116° w. L.
1770	66	104
1823	68	97
1888	71	98
1895	70	97

#### Magnetischer Südpol.

1825	76° s. Br.	136° e. L.
1885	74	145
1895	73	147

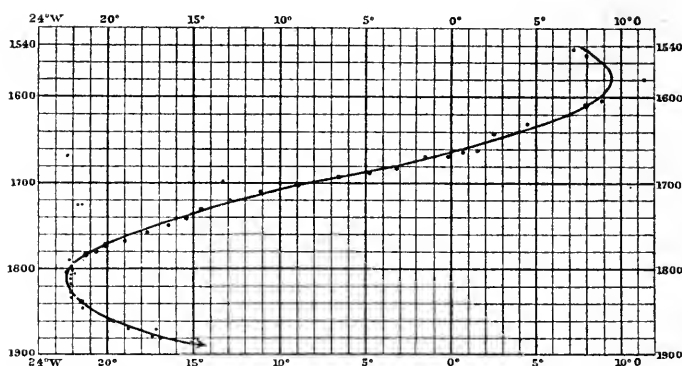


Fig. 284. Die sekuläre Schwankung der magnetischen Deklination zu Paris.

Die Inklination. Eine in ihrem Schwerpunkte aufgehängte Magnetnadel, wie ein Minenkompass, zeigt mit dem Nordende nicht nur gegen Norden, sondern auch (in unseren Gegenden) nach unten. Die Neigung gegen den Horizont wird Inklination genannt. Die erste genaue Inklinationsbestimmung wurde im Jahre 1576 von dem Konstrukteur des Inklinatoriums Robert Norman in London ausgeführt. Er fand  $71^{\circ}50'$ . Aus dem Jahre 1544 liegt schon eine Beobachtung aus Nürnberg von Georg Hartmann vor, er fand jedoch  $9^{\circ}$  anstatt etwa  $70^{\circ}$ .

Die Bestimmung der Inklination ist viel schwieriger als diejenige der Deklination und zwar hauptsächlich deshalb, weil es unmöglich ist, die

Magnetnadel genau im Schwerpunkt aufzuhängen. Man kann dem einigermaßen nahe kommen, indem man die Nadel so vollständig wie möglich entmagnetisiert (durch Ausglühen und Abschrecken in einer Lage senkrecht zur Richtung der erdmagnetischen Kraftlinien; die Drehungsachse der Nadel soll mit anderen Worten diesen Kraftlinien parallel gerichtet sein); dann die Nadel bearbeitet, bis der Schwerpunkt möglichst genau in die Achse fällt, was man daraus erkennt,

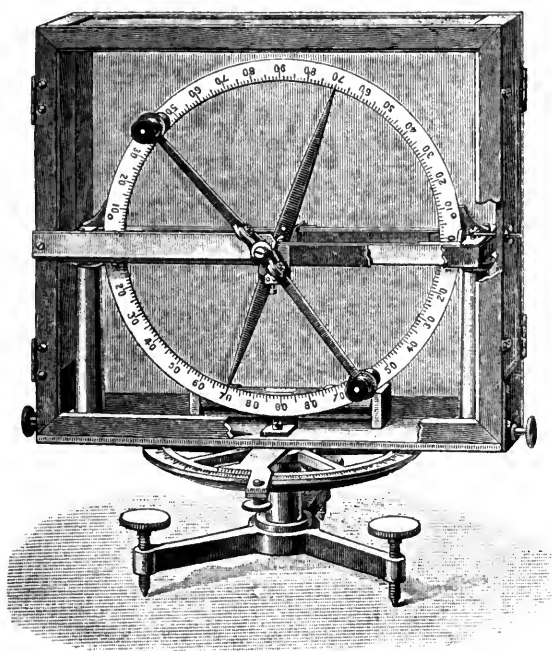


Fig. 285. Inklinatorium von Gambey.

dass die Gleichgewichtslage, wenn die Nadel in den beiden Endpunkten der Achse unterstützt wird, indifferent ist. Erst dann wird die Nadel in ihrer Längsrichtung magnetisiert und im Schwerpunkt mit der Achse im Mittelpunkt eines gradierten Kreises aufgehängt. Dieser vertikale Kreis ist um eine senkrechte Achse drehbar, wobei die Drehung auf einem horizontalen Kreis abgelesen werden kann. Zur Vermeidung störender Luftströmungen stülpt man einen Glaskasten über den vertikalen Kreis. Das ganze Instrument wird Inklinatorium genannt (Fig. 285).

Man liest die Lage der beiden Spitzen der Nadel auf der Kreisskala gewöhnlich mit Hilfe einer Lupe ab. Um den Fehler auszugleichen, der durch die Abweichung der magnetischen Achse von der Verbindungslinie der Spitzen entsteht, wird die Nadel wie bei der Deklinationsbestimmung umgedreht. Dann wird der vertikale Kreis des Inklinatoriums um  $180^\circ$  gedreht und dieselben Ablesungen werden wiederholt. Dadurch gleichen sich einige Fehler aus, die auf mangelnder horizontaler Einstellung und ungenauer Teilung des Kreises beruhen.

In den meisten Fällen schreibt man noch vor, die Nadel mit Hilfe kräftiger Stahlmagnete zu ummagnetisieren, und dieselben Beobachtungen dann zu wiederholen. Auf diese Weise korrigiert man für die excentrische Lage des Schwerpunktes. Es wird dabei vorausgesetzt, dass es gelingt, bei der Ummagnetisierung der Nadel dieselbe Stärke des Magnetismus jedesmal zu geben. Da dies kaum möglich ist, zieht man bisweilen vor, die betreffende Korrektur einmal in einem magnetischen Observatorium durch besondere Versuche zu ermitteln und die Ummagnetisierung zu unterlassen. Man gewinnt dadurch Zeit und entgeht der Störung durch die tägliche Veränderung.

In einigen Inklinatorien rollt die Nadelachse auf Achatplatten, die nicht vollkommen horizontal sind, wodurch ein neuer Fehler eingeführt wird. Denselben wird teilweise durch die Drehung um  $180^\circ$  abgeholfen.

In den Instrumenten von Barrow ist die Nadel kurz und man beobachtet ihre Spitzen mit Hilfe von zwei Mikroskopen, die mit Nonien fest verbunden sind, welche an dem vertikalen Kreis gleiten. Diese Konstruktion hat den Vorteil, dass Stösse der Nadelspitzen gegen die Kreisteilung nicht vorkommen können. Ausserdem verbiegen sich lange Nadeln etwas, wie Joule angemerkt hat. Der daraus entstehende Fehler erreicht bei den 11,5 cm langen und 1,2 cm breiten Nadeln, die man in Greenwich verwendet,  $1,25' \sin 2i$ , wo  $i$  die Inklination bedeutet. Der Fehler wächst proportional der vierten Potenz der Länge und umgekehrt proportional dem Quadrat der Breite. Für die Brunnerschen 6,5 cm langen, 1,2 cm breiten Nadeln ist er 10mal geringer. Eine andere Anordnung ist von Brunner eingeführt worden. Die Nadelspitzen spielen in seinem Instrument über zwei kleinen Hohlspiegeln, die an dem Nonien tragenden Durchmesser befestigt sind. Steht die Spitze genau im Mittelpunkt des Spiegels, so berührt sie ihr Spiegelbild, sonst sieht man einen Zwischenraum. Die Ablesung ist sehr scharf und geschieht mittelst einer Lupe.

Die Inklinationsbestimmungen sind auf diese Weise kaum genauer

als auf ein paar Bogenminuten auszuführen, während die Deklinationsbestimmungen etwa zehnmal so genau sind.

Man hat deshalb nach anderen Methoden gesucht, um genauere und bequemere Messungen zu erhalten. Auf dem Lamontschen Reiseinstrument werden mittelst Stützen zwei Stäbe aus sehr weichem Eisen in vertikaler Lage so befestigt, dass das untere Ende des einen Stabes genau östlich (magnetisch), das obere Ende des anderen Stabes genau westlich vom Mittelpunkt der Magnetnadel liegt. Zur grösseren Bequemlichkeit werden die Stäbe in messingene Hüllen eingeschoben, die an einem Kupferring befestigt sind, der auf das Instrument passt, so dass die Lage des Ringes immer dieselbe bleibt. Die Stäbe können auf vier Arten kombiniert werden durch Drehung des Ringes um je  $180^\circ$  um eine horizontale und um eine vertikale Achse. Ausserdem können die Stäbe in den messingenen Hüllen gedreht werden. Man erhält auf diese Weise acht Beobachtungen. Der in den Eisenstäben inducierte Magnetismus lenkt die Nadel von dem magnetischen Meridian ab und der Ablenkungswinkel wird gemessen. Dabei wird das Fernrohr samt dem aufgelegten Ring gedreht, so dass die Lage der Stäbe zur Magnetnadel bei der Ablesung immer die gleiche ist. Das Moment der ablenkenden Kraft wird der vertikalen Komponente,  $Y$ , des Erdmagnetismus proportional gesetzt, das bei Gleichgewicht ebenso grosse Kraftmoment, welches die Nadel in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, ist dem Sinus des Ablenkungswinkels ( $v$ ) und der horizontalen Komponente ( $X$ ) der erdmagnetischen Kraft proportional. Man erhält so:

$$X \sin v = K \cdot Y,$$

worin  $K$  eine Konstante bedeutet. Weiter gilt, falls  $i$  den Inklinationwinkel bedeutet:

$$\operatorname{tg} i = Y : X = \sin v : K.$$

Man bestimmt ein für alle mal den Wert von  $K$  in einem magnetischen Observatorium, dann erhält man aus den Beobachtungen die Grösse von  $i$ . Diese Methode hat sich jedoch als nicht ganz zuverlässig erwiesen, weil die Magnetisierung des Eisens den wirkenden magnetischen Kräften nicht genau proportional ist. Für die Temperatur muss korrigiert werden.

Eine andere Methode ist von Weber vorgeschlagen und später von Wild ausgeführt worden. Wenn man eine Drahtspule, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind, so aufstellt, dass ihre Achse den

magnetischen Kraftlinien parallel liegt, und sie dann plötzlich um eine dazu senkrechte Achse um  $180^\circ$  dreht, so giebt das Galvanometer einen Ausschlag, welcher (nach eingeführter Korrektion für die Dämpfung) der Intensität des magnetischen Kraftfeldes proportional ist.

Stellt man die Spulenachse einmal vertikal, ein anderes Mal nach der Deklinationsnadel gerichtet, so erhält man bei der Drehung um  $180^\circ$  die relative Grösse der horizontalen ( $X$ ) und vertikalen ( $Y$ ) Komponente des Erdmagnetismus und folglich den Inklinationswinkel.

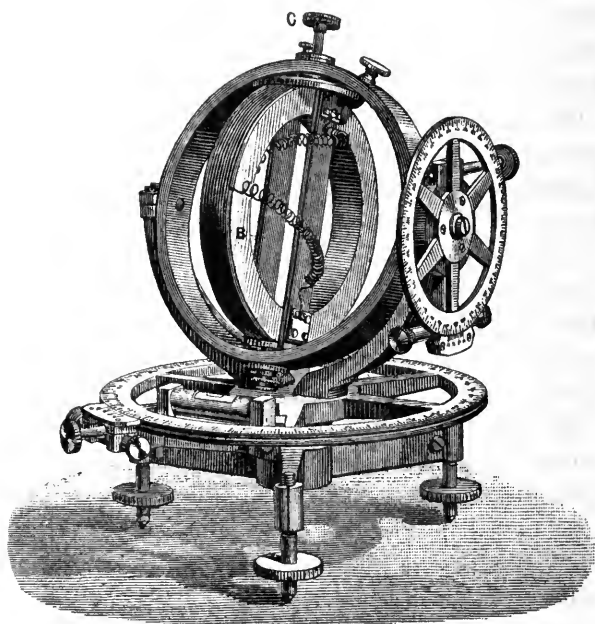


Fig. 286. Erdinduktor von W. Weber.

Steht die Spulenachse senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien, so wird der Ausschlag bei einer Drehung um  $180^\circ$  Null. Durch Vorsprünge, gegen welche der Rahmen der Spule schlägt, kann man die Grösse der Drehung auf genau  $180^\circ$  begrenzen. Die Ausschläge können durch das sog. Multiplikationsverfahren stark vergrössert werden. Dieses besteht darin, die Nadel des Galvanometers durch die erste Drehung in Bewegung zu setzen, ihr dann bei Umkehr ihrer Schwingungsrichtung durch Rückdrehung der Spule um  $180^\circ$  einen neuen Stoss zu geben und so weiter bei jeder Umkehrung.

Die Spule wird wie eine Inklinationsnadel mit einem vertikalen und einem horizontalen Kreis montiert (vgl. Fig. 286). Man kann dann leicht

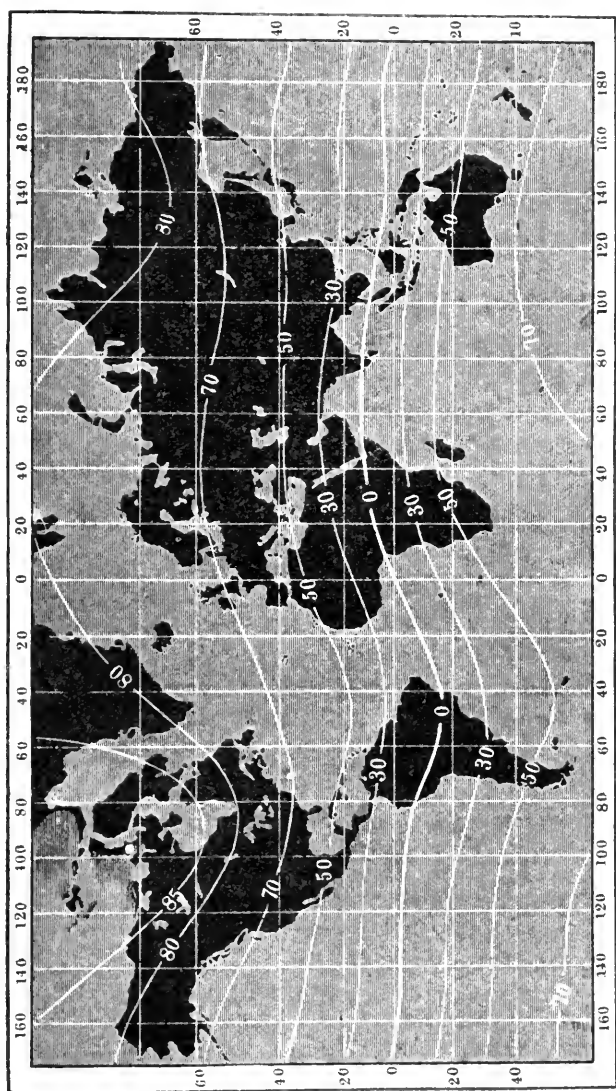


Fig. 287. Isoklinen oder Linien gleicher Inklination für 1860.

die Stellung aufsuchen, bei welcher kein Ausschlag bei Drehung um eine vertikale Achse resultiert. Die Spulenchse steht dabei auf der Richtung der Deklinationsnadel senkrecht. In ähnlicher Weise sucht

man nachher die Richtung der Kraftlinien in der Vertikalebene des magnetischen Meridians auf und findet so die Inklination.

Bei einigen Apparaten ersetzt man die Drehung um  $180^\circ$  durch eine kontinuierliche Drehung, wobei entweder ein Telephon als Stromindikator dient oder die Drehungsachse mit einem Kommutator versehen ist, der die entstehenden Wechselströme in Gleichströme verwandelt, welche galvanometrisch gemessen werden können. Bei Stromlosigkeit steht die Drehungsachse in der Richtung der Inklinationsnadel.

Die besten Apparate dieser Art sollen nach Wild eine Genauigkeit von  $0,1'$  geben. Kleinere Apparate, die als Reiseinstrumente benutzt werden können, sollen auf  $1'$  genaue Messungen geben.

Ebenso wie die magnetische Deklination von Ort zu Ort veränderlich ist, ist es auch die Inklination. Im allgemeinen nimmt sie von dem Äquator zu den Polen hin zu und auf der nördlichen Halbkugel neigt sich das Nordende gegen den Boden. Man hat seit Wilcke (1768) auf Karten Orte gleicher Inklination verbunden. Die so entstandenen Linien werden Isoklinen genannt. Die Fig. 287 giebt die Isoklinen für das Jahr 1860 wieder. Die Isokline Null, längs welcher die Inklination Null ist, auch der magnetische Äquator genannt, schneidet auf dieser Karte den geographischen Äquator  $2^\circ$  W und  $174^\circ$  W von Greenwich. In der alten Welt liegt sie nördlich vom Äquator und erreicht ihr nördliches Maximum im Omanschen Meer ( $13^\circ$  n. Br.). Auf der westlichen Halbkugel erreicht sie ihre südliche Grenze (etwa  $17^\circ$  s. Br.) in Brasilien. Im grossen Ocean nähert sie sich dem geographischen Äquator und der Eindruck drängt sich auf, dass die grossen Landmassen Afrikas, Asiens und Südamerikas diese Linie gegen sich hinziehen. Die Schnittpunkte der Null-Isogone mit dem Äquator lag:

im Jahr 1700 bei  $36^\circ$  E

1768 „  $37^\circ$  E

1780 „  $21^\circ$  E und  $108^\circ$  W

1825 „  $5^\circ$  E „  $182^\circ$  W

1885 „  $9^\circ$  W „  $168^\circ$  W.

Die Inklination zu London, die 1576  $71^\circ 50'$  betrug, ging im Jahre 1723 durch ein Maximum  $74^\circ 42'$  und sinkt seitdem. 1821 war sie  $70^\circ 3'$  und 1894  $67^\circ 6'$ .

Die jährliche Abnahme der Deklination beträgt jetzt in West- und Mittel-Europa  $2-3'$ .

Die Horizontalintensität. Ausser der Deklination und Inklination giebt es bei dem Erdmagnetismus noch ein charakteristisches Element, nämlich die Intensität der magnetischen Kraft.

Anfangs begnügte man sich damit, relative Messungen der Stärke auszuführen. Dieser Art sind die umfassenden Messungen von Humboldt, Gay Lussac und Hansteen vom Anfang des vergangenen Jahrhunderts. Die Methode stammt von Borda (1776). Man hängt einen Magneten mittelst eines Seidenfadens in einer Dose horizontal auf und beobachtet die Anzahl Schwingungen in einer gegebenen Zeit, z. B. einer Stunde. Die Schwingungen müssen geringe Amplitude haben, sie werden deshalb mit Hilfe eines Mikroskopes beobachtet. Ist die betreffende Zahl an einer Stelle  $u$ , an einer anderen  $u_1$ , so gilt:

$$\frac{u^2}{u_1^2} = \frac{HM}{H_1M_1}.$$

Das magnetische Moment  $M$  des Magneten kann als in beiden Fällen gleich angesehen werden, wenn er keinen Stößen, mechanischer Bearbeitung oder heftiger Erwärmung ausgesetzt gewesen ist.

Zwar nimmt das magnetische Moment zufolge des induzierten Magnetismus etwas zu nach der Formel:

$$M = M_0 (1 + fH),$$

worin  $M_0$  das Moment bei Aufhebung der horizontalen Komponente ( $H$ ) des Erdmagnetismus und  $f$  einen kleinen nahezu konstanten Faktor bedeutet. Dieses  $f$  kann man experimentell in der Weise bestimmen, dass man den Magneten in eine lange Drahtspule einlegt, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind. Man legt die Spule erst in die Richtung des magnetischen Meridians und dreht sie dann plötzlich senkrecht dazu. Das induzierte magnetische Moment verschwindet und man erhält einen dementsprechenden Ausschlag. Es giebt auch andere Methoden dieser Bestimmung. Man findet, dass bei stark magnetisierten Stahlstäben, deren Länge ihre Breite 30 mal übersteigt,  $f$  etwa 0,001 ist, also in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann, besonders wenn  $H$  nicht allzu grossen Änderungen unterworfen ist.

Um gegen zufällige Fehler, welche die Magneten schwächen, geschützt zu sein, führt man bei solchen Messungen mehrere, gewöhnlich drei Magneten mit, deren Angaben einander kontrollieren.

Gauss gab zuerst eine genaue Methode an, die Stärke der Horizontalintensität zu messen. Derjenige Magnetstab, durch dessen Schwin-

gungen man  $HM$  bestimmt, wird in die Nähe einer Deklinationsnadel gebracht, deren Ablenkung aus dem magnetischen Meridian von dem Verhältnis der Stärke des Magneten und des erdmagnetischen Feldes abhängig ist. Aus dieser Abweichung kann man also  $H/M$  berechnen. Beide Bestimmungen zusammen geben Werte von sowohl  $H$  wie  $M$ .

Es gelten hier folgende Formeln, in welchen  $K$  das Trägheitsmoment des Magnetstabes,  $M$  sein magnetisches Moment,  $L$  sein Polabstand,  $r$  die Entfernung seines Mittelpunktes von dem Mittelpunkt der um den Winkel  $\varphi$  abgelenkten Deklinationsnadel, deren Polabstand  $l$  sein möge,  $\tau$  seine Schwingungsdauer und  $\vartheta$  das Torsionsverhältnis des Fadens bedeutet, welches durch Vergleichung der Schwingungsdauer des Magnetstabes und eines unmagnetischen Körpers bestimmt wird:

$$MH = \frac{\pi^2 K}{\tau^2 (1 + \vartheta)}$$

$$\frac{M}{H} = \alpha \frac{r^3 \tau g \varphi}{1 + \eta/r^2},$$

worin  $\eta = \frac{1}{2}L^2 - \frac{3}{4}l^2$  und  $\alpha = 1$  oder  $\frac{1}{2}$  ist, je nachdem der Mittelpunkt des Stabes in der magnetischen Nord-Süd- oder Ost-West-Linie durch den Mittelpunkt der Nadel liegt. Die Richtung des Magnetstabes selbst soll immer magnetisch ost-westlich sein.

Das Reiseinstrument von Lamont und andere Deklinationsinstrumente sind deshalb mit einer auflegbaren in Centimeter geteilten Schiene versehen, auf die man einen Magnetstab in bestimmter Entfernung von der Deklinationsnadel auflegen kann. Die dadurch hervorgerufene Deviation  $\varphi$  wird abgelesen. Dabei legt man den Stab sowohl östlich als auch westlich von der Nadel auf und dreht ihn um, so dass man vier Ablesungen erhält. Als Polabstand kann man mit genügender Genauigkeit  $\frac{5}{6}$  der Magnetenlänge nehmen. Bei genauen Messungen ist in  $M/H$  die Korrektur für induzierten Magnetismus einzuführen.

Bei den erstgenannten Messungen ist für die Temperatur ebenfalls eine Korrektur nötig, welche durch besondere Versuche zu bestimmen ist, indem man den Magnetstab an derselben Stelle bei zwei Temperaturen schwingen lässt. Das magnetische Moment nimmt mit steigender Temperatur ab, und zwar in den meisten Fällen um etwa 0,05 Proz. pro Grad Celsius; diese Zahl kann bisweilen auf den doppelten Betrag steigen.

Ferner nimmt das magnetische Moment langsam mit der Zeit ab. Anfangs ist die Abnahme grösser, später geringer. Lamont fand für einen

Magnetstab in 12 Jahren anfangs 1,6, zuletzt 0,6 und im Mittel etwa 1 Proz. Abnahme pro Jahr.

Diese Eigenschaften der Magnete treten auch bei den Bestimmungen der Horizontalintensität nach der Gauss'schen Methode hervor.

Zur Bestimmung der relativen Stärke der Horizontalintensität an verschiedenen Orten hat Kohlrausch ein sogenanntes Lokalvariometer konstruiert. Dasselbe besteht aus einer Bussole mit kleiner Magnetnadel, unter welcher ein Magnetstab drehbar ist. Der Mittelpunkt des Stabes liegt senkrecht unter demjenigen der Nadel. Derselbe ist so eingestellt, dass er auf die Bussolennadel eine etwas grössere Kraft in horizontaler Richtung als der Erdmagnetismus ausübt. Man stellt zunächst das Instrument an einem Ort, wo die Horizontalkomponente  $H$  ist, so ein, dass der Stab und die Bussolennadel parallel stehen. Die Nadel ist dann nach dem magnetischen Meridian eingestellt. Dann dreht man den Stab, bis die Nadel senkrecht auf dem magnetischen Meridian steht, und schraubt einen Anschlag gegen den Stab in dieser Stellung, ebenso verfährt man mit der Einstellung auf der anderen Seite. Der halbe Drehungswinkel zwischen diesen beiden Lagen heisse  $\varphi$ . Ist die Richtung des Stabes auf die Nadel gleich  $J$ , so wirkt die Kraft  $J \cos \varphi$  nach Süden,  $H$  dagegen nach Norden, welche einander Gleichgewicht halten, so dass  $H = J \cos \varphi$ . Die Kraft  $J \sin \varphi = H \tan \varphi$  stellt die Nadel in ost-westlicher Richtung ein.

An einer anderen Stelle, wo die Horizontalkomponente  $H_1$  sein mag, dreht man den unteren Richtmagneten, nachdem die Bussolennadel in den Meridian eingestellt ist, erst  $\varphi$  Grad nach der einen, dann  $\varphi$  Grad nach der anderen Seite, was mit Hilfe der Anschläge leicht zu machen ist. Die Nadel stellt sich dann nicht genau ostwestlich, sondern bildet mit dieser Richtung einen Winkel  $E$ , der das Mittel aus den beiden abgelesenen Winkeln  $E_1$  und  $E_2$  ist. Es wirken jetzt folgende Kräfte: in nordsüdlicher Richtung  $H_1 - H$ , in ostwestlicher, wie früher  $H \tan \varphi$ . Folglich ist:

$$\tan E = (H_1 - H) / (H \tan \varphi),$$

woraus  $H_1$  leicht berechnet werden kann, wenn man  $H$  kennt. ( $H$  wird in einem magnetischen Observatorium bestimmt und das Instrument als Reiseinstrument in der Umgebung benutzt.) Dieses Instrument muss für den Temperatureinfluss korrigiert werden.

Man hat die Horizontalintensität des Erdmagnetismus für viele Punkte der Erde bestimmt. Die Linien, welche Punkte von gleicher Horizontalintensität verbinden, werden Isodynamen genannt. Da die

Richtung der Horizontalintensität auf diesen Kurven senkrecht steht, so verlaufen sie senkrecht zu den von Duperrey gezeichneten magnetischen Meridianlinien. Sie werden deshalb häufig magnetische Parallele genannt und sind in die Figur 283 eingezeichnet (vgl. S. 932).

Sie zeigen grosse Ähnlichkeit mit den Isoklinen. Die Karte (Fig. 283) ist von Neumayer gezeichnet, und die darin enthaltenen Werte des Potentials sind durch den Erdradius  $R$  geteilt. Die Isodynamen oder Äquipotentiallinien der Horizontalkomponente sind für Differenzen von 0,04 absoluten Einheiten des Wertes  $V/R$  gezeichnet. Die durch Nordasien, nördlich von Europa, durch Island, Neufundland, das Gebiet der grossen Seen in den Vereinigten Staaten und Süd-Alaska verlaufende Isodynamie hat den Wert  $V/R = -0,28$ . Die Isodynamie  $+0,20$  geht durch die Mitte von Australien südlich von Südafrika und durch das Feuerland. Die grösste durch  $R$  geteilte Potentialdifferenz beträgt etwa 0,64 absolute Einheiten und der Mittelwert ist gleich Null gesetzt. Die entsprechende Isodynamie kann gewissermaassen als der isodynamische Äquator bezeichnet werden. Sie ist in Fig. 283 dicker gezeichnet als die anderen Isodynamen. Sie schneidet den geographischen Äquator im Jahre 1825 bei  $11^\circ$  e. L. und  $170^\circ$  w. L., im Jahre 1885 bei  $4^\circ$  e. L. und  $158^\circ$  w. L. Auch die Horizontalintensität hat sich mit der Zeit geändert. Sie nimmt in West-Europa allmählich zu. So wuchs sie zu Göttingen von 1834 bis 1853 von 0,1774 auf 0,1805, zu München von 1853—1871 von 0,1958 auf 0,2009. In Italien nimmt sie etwas ab. In Süd-Amerika ist die Abnahme sehr stark.

Für Potsdam ist ( $t$  bedeutet Jahreszahlen) nach Eschenhagen:

$$D_t = 9^\circ 56,3' + 5,2' (1900 - t)$$

$$H_t = 10^{-5} [18844 - 22,7 (1900 - t)]$$

$$J_t = 66^\circ 33,7' + 1,4' (1900 - t).$$

Multipliziert man die Horizontalintensität an einer Stelle mit dem  $\tan i$ , so erhält man die magnetische Totalintensität an dieser Stelle. Auch für diese Totalintensität hat man Karten gezeichnet. Sie besitzt ein Minimum in der Nähe des Äquators, etwa 0,26 absolute Einheiten auf  $22^\circ$  s. Br. und  $28^\circ$  w. L. und Maxima von etwa 0,70 abs. Einh. in der Nähe der magnetischen Pole. Die Maxima und Minima sind von geschlossenen Kurven umgeben, und sekundäre Maxima und Minima kommen in ziemlich unregelmässiger Weise vor.

Beobachtungen auf dem Meer. Wenn die See nicht ganz ruhig ist, was ja nur selten eintrifft, muss man an Bord die magnetischen Beobachtungen in anderer Weise wie auf dem festen Land ausführen. Die Instrumente sind mit Cardanischer Aufhängung versehen, damit sie, soweit möglich, gleich gerichtet bleiben. Jedenfalls werden die Beobachtungen viel weniger genau als auf dem Festland.

Die Deklinationsnadel wird in gewöhnlicher Weise abgelesen. Man vergleicht dabei die Richtung der Deklinationsnadel mit derjenigen der Schiffsachse, welche durch den Kurs auf der Seekarte bestimmt ist. Diese Bestimmungen werden höchstens auf  $0,5^0$  genau.

Zur Bestimmung der Inklination benutzt man ein Instrument von Fox, in welchem die Inklinationsnadel mit ziemlicher Reibung auf ihren Lagern ruht. Bei schwacher Erschütterung des Instruments, hervorgerufen durch Streichen mit einem gestreiften Spatel aus Horn oder Elfenbein, stellt sich die Nadel in die Gleichgewichtslage ein. Das Instrument ist in Cardanischen Ringen aufgehängt; man streicht es in einem Augenblick, in dem die Bewegungsebene der Nadel so weit wie möglich in die magnetische Meridianebene fällt und die Achse des Instruments horizontal ist, was an einer Wasserwaage beobachtet wird.

Auf diese Weise erhält man die Inklination ungefähr ebenso genau wie die Deklination. Man benutzt auch dasselbe Instrument, um die Stärke des Magnetfeldes zu bestimmen. Zu diesem Zweck ist an der Achse der Nadel ein Rädchen mit Rinne am Rand befestigt, um welches ein Faden gelegt ist, an dem ein kleines Gewicht angehängt werden kann. Dadurch wird die Nadel um einen bestimmten Winkel aus der Inklinationsrichtung abgelenkt, woraus die Totalintensität, wenn das magnetische Moment der Nadel bekannt ist, berechnet werden kann. Zu demselben Zweck können kleine Magnete von bekannter Stärke, deren ablenkende Wirkung auf die Nadel abgelesen wird, dienen.

Magnetische Variationsinstrumente. Wie wir unten sehen werden, bieten die Schwankungen der erdmagnetischen Elemente ein ganz besonderes Interesse. Man hat deshalb Instrumente konstruiert, deren hauptsächliche Aufgabe ist, die Veränderungen der magnetischen Elemente anzugeben. Meist sind dieselben mit selbstthätiger Registrierung versehen. Gewöhnlich geschieht dies photographisch, indem ein Spiegel an dem beweglichen Teil des Instrumentes befestigt ist, welcher das reelle Bild eines Lichtpunktes auf ein bewegliches lichtempfindliches Papier wirft, das von einem Uhrwerk mit gleichmässiger Geschwindigkeit fortgeschoben wird. Bei der Bewegung des Spiegels verschiebt sich

der Bildpunkt senkrecht zur Bewegungsrichtung des Papiers. Demzufolge zeichnet dieser Bildpunkt eine Kurve, aus welcher der Stand des Spiegels in jedem Augenblick abgelesen werden kann.

Zur Beobachtung der Schwankungen der Deklination braucht man nur eine horizontal aufgehängte Magnetnadel mit einem vertikalen Spiegel zu verbinden.

Die Schwankungen der Horizontalkomponente werden mit Hilfe eines Bifilarmagnetometers registriert. In diesem Instrument ist ein Magnetstab an zwei Fäden aufgehängt, und diese Aufhängung ist so weit gedreht, dass der Magnetstab senkrecht auf den magnetischen Meridian steht. Das Drehungsmoment der bifilaren Aufhängung ist in diesem Fall genau gleich demjenigen  $MH$  der horizontalen Komponente. Ändert sich  $H$ , so dreht sich der Stab proportional der Änderung. Einen ebensolchen Einfluss hat eine Änderung des magnetischen Momentes  $M$ , d. h. der Temperatur. Wenn also  $dH$  die Änderung der Horizontalkomponente,  $n$  die Abweichung (in Skalenteilen) und  $t - t_0$  die Temperaturabweichung von einer mittleren Temperatur  $t_0$  bedeuten, so gilt folgende Gleichung:

$$dH = An + B(t - t_0),$$

worin  $A$  und  $B$  Konstanten sind.

Schwankungen der vertikalen Komponente werden auf der nach ihrem Konstrukteur sogenannten Lloydschen Wage abgelesen. Ein Magnetstab ist wie ein gewöhnlicher Wagebalken auf einer stählernen Schneide über Achatpfannen in horizontaler Lage aufgehängt. Der Wagebalken ist zur Justierung und Regulierung der Empfindlichkeit mit zwei kleinen in Schraubgewinden verschiebbaren Laufgewichten versehen. In diesem Fall hält das statische Moment des Gewichtes des Magnetstabs dem Drehungsmoment der vertikalen magnetischen Kraft das Gleichgewicht. Ändert sich diese, so neigt sich die Wage, was mit Hilfe eines daran befestigten Spiegels abgelesen wird. Ist  $dZ$  die Änderung der Vertikalkomponente, so gilt:

$$dZ = A_1 n_1 + B_1 (t_1 - t_0),$$

worin  $A_1$  und  $B_1$  neue Konstanten,  $n_1$  die abgelesene Abweichung ist, und  $(t_1 - t_0)$  ähnliche Bedeutung wie vorhin hat.

Die Konstanten  $A$ ,  $A_1$ ,  $B$  und  $B_1$  werden experimentell bestimmt. Zur Ermittlung von  $A$  und  $A_1$  dient ein kleiner Hilfsmagnet, der in bestimmter Entfernung angebracht die Feldstärke in genau bekannter

Weise ändert. Durch horizontale und vertikale Einstellung des Hilfsmagneten kann man die horizontale oder vertikale Komponente in bekannter Weise abschwächen. Man liest  $n$  und  $n_1$  ab und kennt  $dH$  und  $dZ$ , woraus  $A$  und  $A_1$  berechnet werden.

Zur Bestimmung der Werte  $B$  und  $B_1$  heizt man das Zimmer, in welchem die Instrumente stehen und notiert ihre Schwankung mit der Temperatur, während in einem nicht geheizten Nebenzimmer Kontrollapparate, die von der Temperatur unabhängige Schwankung angeben. Es sind auch von Liznar für das Bifilarmagnetometer Kompensations-

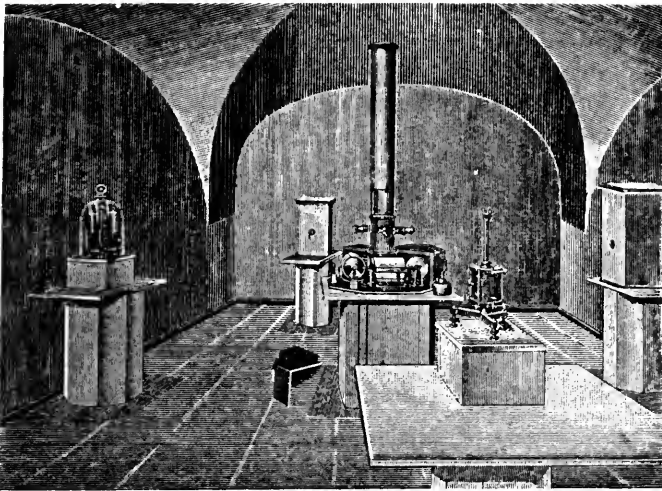


Fig. 288. Variationsinstrumente im magnetischen Observatorium zu Potsdam.

verfahren in der Aufhängung angegeben, welche den Einfluss der Temperatur auf den Magnetstab dieser Instrumente ausgleichen sollen. In Pawlowsk hält man durch Heizung das Magnetenzimmer auf nahezu konstanter Temperatur.

Die magnetischen Variationsinstrumente werden zusammen mit absoluten Instrumenten in magnetischen Observatorien aufgestellt, die nach gemeinsamem Plan eingerichtet sind. Häufig sind sie in Kellerräumen untergebracht, damit die Temperaturschwankungen nicht allzu gross werden.

Fig. 288 zeigt das Innere eines solchen Observatoriums (in Potsdam). In der Mitte steht die Lampe und unter derselben sind drei cylindrische

Rollen sichtbar, von welchen jede die Angaben eines Instrumentes aufzeichnet.

Der Grund des Zusammenarbeitens ist die schon früh (Ende des 18. Jahrhunderts) gewonnene Erkenntnis, dass magnetische Störungen gleichzeitig in weit von einander entfernten Orten — Upsala und London nach den Beobachtungen von Celsius und Canton — auftreten. Arago fand dasselbe betreffs Paris und Kasan, die etwa  $47^{\circ}$  Längengrade von einander entfernt sind. Humboldt errichtete 1827 ein magnetisches Observatorium in Berlin und bewog die Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg, ähnliche Observatorien in Petersburg, Kasan, Moskau, Barnaul, Nertschinsk, Nicolajew und Peking anzulegen.

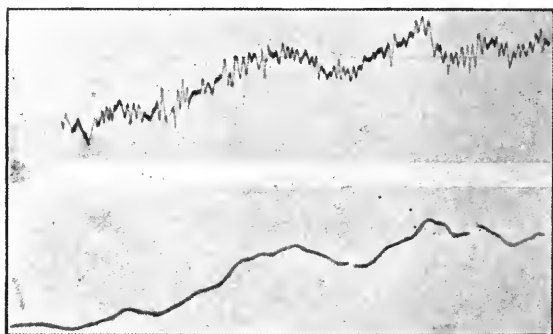


Fig. 289. Horizontalintensität am 12. Juli 1898 registriert zu Amalienhof (obere Kurve, gestört) und gleichzeitig zu Potsdam (untere Kurve, ungestört).

Nachdem Gauss 1834 mit Unterstützung von Sartorius von Waltershausen sich überzeugt hatte, dass die magnetischen Schwankungen in Göttingen und Würzburg gleichzeitig sind, bildete sich auf Initiative von Gauss und Weber der magnetische Verein, welcher 1836—42 gleichzeitige Beobachtungen anstellte in Dublin, Greenwich, Upsala, Stockholm, Kopenhagen, Breda (Holland), Brüssel, Berlin, Göttingen, Marburg, Leipzig, Heidelberg, Breslau, St. Petersburg, Prag, Krakau, Kremsmünster (Ungarn), Genf und Mailand.

Die Arbeit dieser Observatorien zeigte eine vollkommene Gleichzeitigkeit der magnetischen Störungen in Europa. Zur Ergänzung dieses Resultates richtete Royal Society in London auf Vorschlag von Lloyd und Sabine magnetische Observatorien in Toronto (Canada), Hobarton (Tasmanien), Capstadt und auf St. Helena ein, die in den Jahren 1841—48

gleichzeitig mit einigen europäischen Stationen die magnetischen Variationen studierten.

Nachdem die kultivierten Teile der Erde auf diese Weise erforscht waren, schlug Weyprecht vor, die arktischen Landesteile in ähnlicher Weise zu untersuchen. Im Jahre 1882–83 wurden von den beteiligten Ländern Expeditionen ausgesandt nach folgenden Stationen: Point

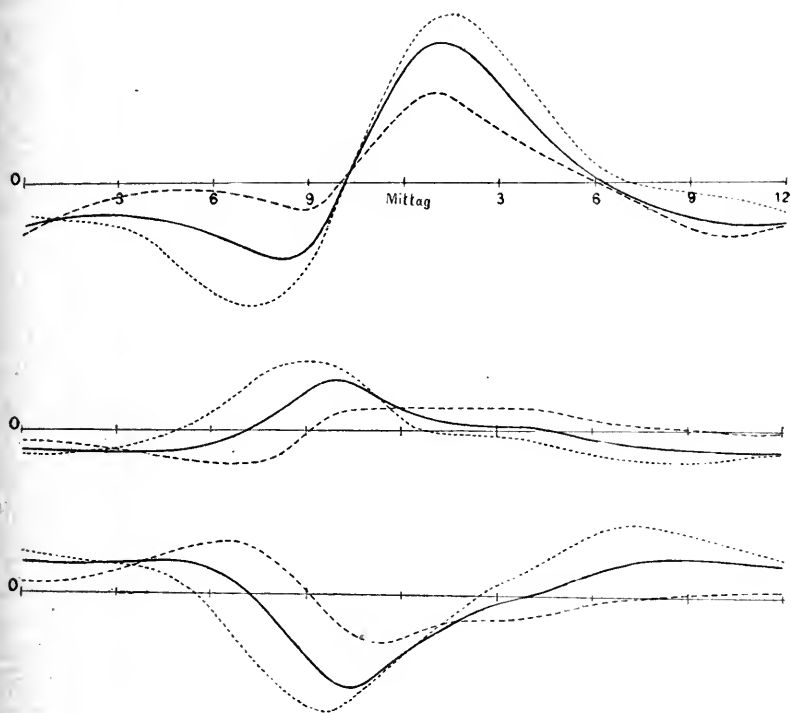


Fig. 290. Täglicher Gang der Deklination, der Inklination und der Horizontalintensität zu Parc St. Maur bei Paris. ... Mai-Juli --- Nov.-Jan. — Jahr. Westliche Deklination ist als positiv gerechnet.

Barrow, Lady Franklins Bay, Fort Rae und Kinguafford im arktischen Nordamerika, Godthaab auf Grönland, Jan Mayen, Cap Thordsen auf Spitzbergen, Nowaja Semlja, Bossekop und Sodankylä in den nördlichsten Teilen Norwegens und Finnlands, Dicksons Hafen an der Lena-Mündung, Süd Georgien und Cap Horn, welche ein überaus reiches Material gleichzeitig mit den älteren Observatorien einsammelten.

Ausserdem sammeln die meisten Reiseexpeditionen auf dem Meer magnetische Beobachtungen, von welchen die bekanntesten sind: die

französische Recherche-Expedition (1838—40), die Expeditionen von Sir James Ross zum magnetischen Nordpol (1831) und zu den Südpolländern (1839—43) und die englische Challenger-Expedition (1873—76).

Die Arbeit der magnetischen Observatorien ist in letzter Zeit durch die elektrischen Strassenbahnen für Gleichstrom mit Oberleitung und Rückleitung durch die Schiene stark gestört worden. Jedes Ingang-

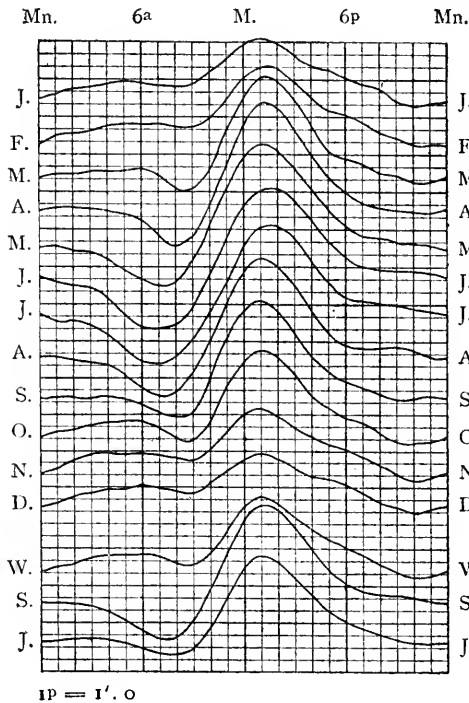


Fig. 291. Tägliche Schwankung der Deklination zu Potsdam (nach Lüdeking).

der magnetischen Kurven mit sich, welche in Entfernungen von 8, ja sogar 14 Kilometern fühlbar ist. Durch diesen Umstand sind alle magnetischen Observatorien in Amerika brach gelegt worden und diejenigen in Europa sind teilweise unbrauchbar geworden, teilweise sehr stark gefährdet. Die Wirkung einer genügend langen elektrischen Bahn ist nach Messungen bei Spandau nahezu der Entfernung umgekehrt proportional.

Fig. 289 zeigt die Registrierung der magnetischen Horizontalintensität während 40 Minuten in Amalienhof 3 km weit von der Strassenbahn in Spandau und gleichzeitig in Potsdam. Wenn nicht die kleine elektrische Bahn, die noch in 8 km

Entfernung sich bemerkbar machte, störend wirkte, so müssten die beiden Aufzeichnungen identisch sein. Offenbar kann man von der oberen Kurve sehr wenig Nutzen für wissenschaftliche Zwecke gewinnen.

Diesen Schwierigkeiten könnte man auf zweierlei Weise entgegen. Entweder so, dass man eine isolierte Rückleitung des Stromes benutzte, was jedenfalls nicht unbedeutende Kosten erfordern würde, oder auch so, dass Wechselströme (speziell Drehströme) zur Verwendung

kämen. Auch in diesem Fall wäre isolierte Rückleitung erwünscht, was auch viele andere Vorteile, wie Vermeidung der Störung des Fernsprechverkehrs durch die sog. „vagabondierenden Ströme“ und grössere Sicherheit gegen Lebens- und Feuersgefahr mit sich führen würde.

Tägliche Schwankung des Erdmagnetismus. Wie schon erwähnt, bemerkte Borough bei seinen Beobachtungen zu Limehouse bei London im Jahre 1580 tägliche Änderungen von 20' bis 30' im Stande

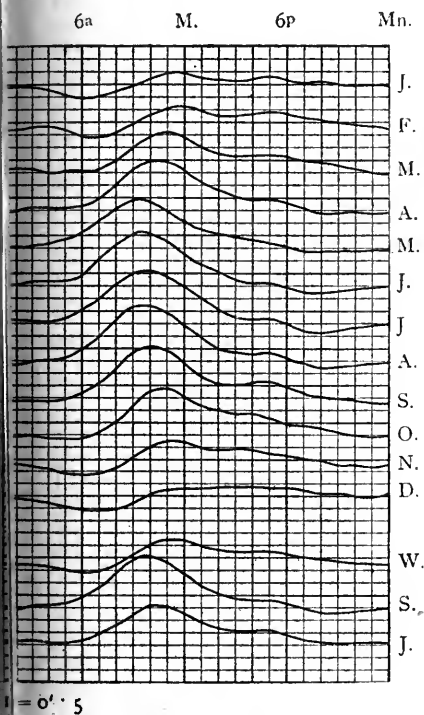


Fig. 292. Täglicher Gang der Inklination zu Potsdam 1890–99 nach Lüdeking.

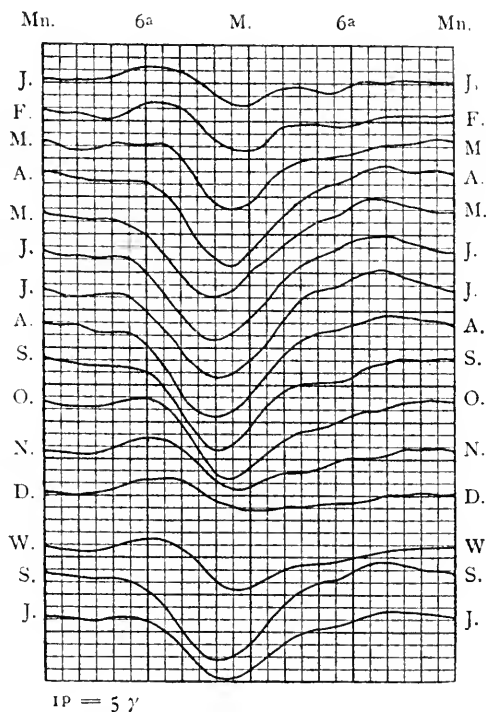


Fig. 293. Täglicher Gang der Horizontalintensität zu Potsdam 1890 bis 1899 nach Lüdeking.

der Deklinationsnadel, dieselben wurden aber nicht weiter beachtet. Ein englischer Uhrmacher, Graham (1722), glaubte erst, dass diese Schwankungen auf Fehlern in der Aufhängung der Nadel beruhten, nachdem er aber gefunden hatte, dass mehrere Nadeln den gleichen Gang zeigten, gewann er die Überzeugung, dass die Schwankungen wirklich vorhanden waren. Anders Celsius in Upsala beobachtete sie von 1741 an regelmässig mit Hilfe seines Adjunkten Hiorter. Sie

fanden 1747 eine Maximalabweichung von etwa 5' gegen Osten um 8<sup>h</sup> V.M. — östliche Abweichungen von der Mittellage werden gewöhnlich als positiv, westliche als negativ bezeichnet — und eine ebenso grosse nach Westen um 2<sup>h</sup> N.M. Ausserdem fanden sie Störungen, die mit den Nordlichtern in Zusammenhang standen. Canton, der 4000 seit 1756

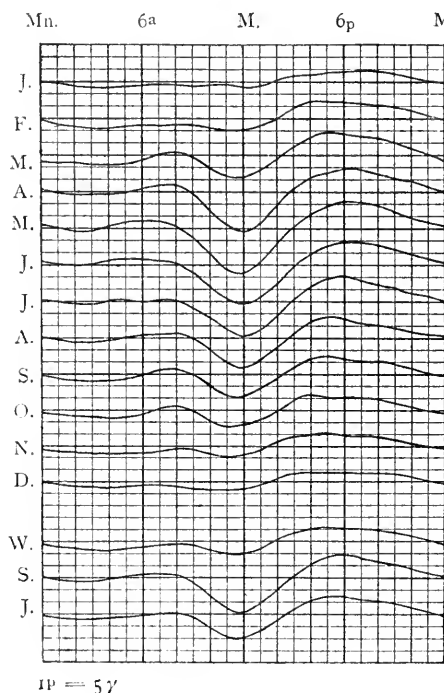


Fig. 294. Täglicher Gang der Vertikalintensität zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

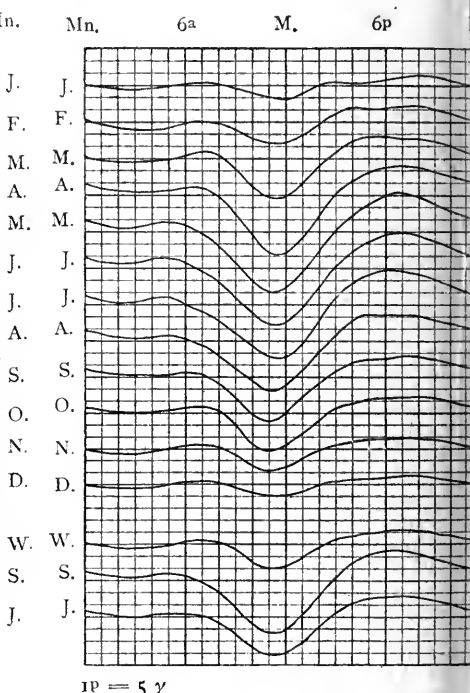


Fig. 295. Täglicher Gang der Totalintensität zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

in England angestellte Beobachtungen diskutierte, gelangte 12 Jahre später (1759) unabhängig zu ganz ähnlichen Schlüssen.

Seitdem hat man ähnliche tägliche Schwankungen und Störungen auch in dem Gange der Inklination und Horizontalintensität aufgefunden. Fig. 290 stellt die tägliche Schwankung der erdmagnetischen Elemente in Parc St. Maur bei Paris dar (Westrichtung als positiv gerechnet).

Fig. 291—295 geben die tägliche Schwankung der Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal- und Totalintensität zu Potsdam in den Jahren 1890—99 für jeden Monat, Winter (Okt.—März), Sommer (April—

Sept.) und Jahr wieder. Die Westrichtung ist als positiv gerechnet. Die Schwankungen der Deklination sind jedenfalls am besten untersucht und am leichtesten in theoretischer Hinsicht zu übersehen.

Eine nicht unbedeutende Schwierigkeit bilden die unregelmässigen Störungen. Bisweilen, bei den nach Humboldt so genannten magnetischen Stürmen, sind sie so gross und unregelmässig, dass der Stand der Magnetnadel auf den selbsregistrierenden Instrumenten nicht abzu-lesen ist.

In diesem Fall verschwinden die Störungen ohne weiteres aus dem Beobachtungsmaterial bei der Bildung der Mittelwerte. Aber es giebt sehr viele Störungen, die nicht von dieser stürmischen Art sind, und die man ausschliesst, um den „normalen“ Gang rein zu bekommen. Bei dieser Ausschliessung kommen leider viele Willkürlichkeiten hinein. Sabine schlug beispielsweise vor, alle Werte, die vom Mittel um einen gewissen Betrag abweichen, wegzulassen. Das willkürliche liegt hier in der Feststellung dieses Betrages, welcher von Ort zu Ort wechselt. Dessenungeachtet ist diese Methode die gebräuchlichste. Wild in Pawlowsk ging so weit, dass er nur wenige Tage, etwa 4 bis 10 pro Monat, als „ruhig“ auswählte. In Greenwich schliesst man nur die Tage starker Unruhe aus (etwa 4 pro Monat) und von anderen Tagen nur die Stunden mit sehr grossen Störungen. Für den Rest des Materials wird eine Mittelkurve mit freier Hand gezeichnet, aus der die Werte abgelesen werden. Diese Methode scheint wohl die besten Resultate zu geben. Man benutzt dort ausserdem die Methode von Wild.

Die Deklinationsnadel erreicht um etwa 8<sup>h</sup> V. M. ihren östlichsten Stand, etwa um 1<sup>h</sup> 15<sup>m</sup> N. M. den westlichsten. Die Schwankung ist im Sommer viel stärker als im Winter. So z. B. beträgt sie in Wien im Dezember nur 2,6', im Juni 10,6'. In Westeuropa ist die Schwankung während des ganzen Sommerhalbjahrs ungefähr gleich (April—September), an den asiatischen Kontinentalstationen tritt das Maximum im Juni, auf der südlichen Halbkugel im November—Februar ein. Das Minimum fällt auf Dezember in der nördlichen, auf Juni in der südlichen Erdhälfte. In der Nacht bleibt die Nadel relativ ruhig. Im Sommer tritt das (westliche) Minimum früher, das Maximum später als im Winter ein. Die Wirkung beruht demnach wahrscheinlich auf der Sonnenstrahlung. Auf der südlichen Halbkugel ist der Gang der Deklinationsnadel umgekehrt und ihre extremen Stellungen treffen ein wenig später (etwa eine Stunde) als auf der nördlichen Halbkugel ein. In den äquatorialen Gegenden steht die Nadel nicht stille, wie man vermuten müsste,

sondern folgt dem Gange auf der Halkugel, welche gerade Sommer hat. Sekundäre, schwach ausgeprägte Minima und Maxima treffen im Winter (Oktober—März) etwa  $11^h$  N.M. und  $5^h$  V.M. ein. Diese kleine sekundäre Schwankung ist über den Kontinenten viel geringer als an den Küsten.

In den polaren Gebieten ist die tägliche Schwankung der Deklination viel grösser, so z. B. im Jahre 1882—83, das jedoch ungewöhnlich grosse Schwankungen aufwies, weil die Sonnenthätigkeit sehr kräftig war, auf Spitzbergen  $42'$ , in Nord-Grönland,  $81,7^0$  N.Br., sogar  $95'$ . Der Zusammenhang mit der Sonnenthätigkeit ist schon oben (S. 136) besprochen worden. Aus den dort gegebenen Daten geht hervor, dass die Schwankung in der Nähe des Äquators ein Minimum besitzt.

Dies kann teilweise darauf beruhen, dass die horizontale Komponente in der Nähe des Äquators ein Maximum durchläuft, so dass grössere Kräfte nötig sind, um die Magnetnadel aus ihrer Lage zu lenken, als in polaren Gegenden. Nach einer Berechnung von J. A. Broun soll das Produkt aus der täglichen Schwankung und dem Cosinus des Inklinationswinkels ziemlich nahe konstant, etwa  $4,5'$  sein.

Eine Änderung der Inklination mit der Tageszeit wurde zuerst von Arago aufgefunden (1827). Wie die Fig. 290 und 292 andeuten, nimmt die Inklination in den Morgenstunden des Sommers zu und erreicht ein Maximum um etwa  $9^h$  V.M., dann nimmt sie schnell bis  $1^h$  oder  $2^h$  N.M. ab, wonach sie langsam auf den nahezu konstanten Wert der Nachtstunden ( $6^h$  N.M.— $4^h$  V.M.) sinkt. Im Winter ist die Schwankung recht unbedeutend und besteht in einem relativ schnellen Anwachsen am Vormittag 7—11 Uhr. Danach bleibt die Inklination ziemlich konstant bis etwa  $5^h$  N.M. und sinkt dann allmählich auf ein Morgenminimum um 6—7 Uhr. In mittleren und höheren Breiten ist sie im allgemeinen grösser während der Tagesstunden, als während der Nachtstunden, in den Tropen ist es umgekehrt. Überall dauert die Tagesabweichung viel kürzere Zeit (etwa die Hälfte), als die Nachtabweichung, die dafür um so geringer ist. Das Maximum tritt in Mitteleuropa und Canada etwa um  $10^h 30^m$  im Jahresmittel ein und erreicht etwa  $1'$ , das Minimum um  $10^h$  N.M. (nahezu konstant von  $8^h$  abends bis  $6^h$  früh) beträgt nur etwa  $0,4'$ . Die Totalschwankung beträgt in Paris im Februar  $0,8'$ , im August  $1,8'$  (Min. und Max.), im Jahresmittel  $1,3'$ . Denselben Gang zeigen die südlichen Stationen Melbourne und Hobarton, das Maximum tritt um eine Stunde später ein. Die tropischen Stationen haben um  $11^h$  V.M. ihr Minimum  $2,2'$  unter dem Mittel, um  $11^h$  abends ihr Maximum  $0,9'$  über dem Mittel (Batavia, Bombay, Singapore, St. Helena, Capstadt).

Die Horizontalintensität besitzt ein Minimum am Vormittag 10—11<sup>h</sup> und ein flaches Maximum am Abend 5—6<sup>h</sup> in Dublin und Toronto, 8<sup>h</sup> in Paris und Potsdam, 11<sup>h</sup> in Wien. Die Schwankung beträgt in Wien nur 23, in Potsdam 27 Einheiten der fünften Dezimalstelle ( $\gamma$ ), in Paris 0,22 Prozent des Mittelwertes der Horizontalintensität ( $43\gamma$ ). Der grosse Unterschied zwischen Sommer und Winter geht aus den Figg. 290 und 293 deutlich hervor.

Die Fig. 296 stellt die Amplitude der täglichen Schwankung der Horizontalintensität in ihrer Abhängigkeit von den Sonnenflecken dar, und zwar für die Jahre 1841—96 zu Greenwich nach Ellis. In derselben Figur sind die Amplituden der täglichen Schwankungen der Deklination während derselben Zeit eingetragen. Der Parallelismus ist hier ebenso auffallend wie bei den magnetischen Störungen (vgl. Fig. 47, S. 133).

Die Totalintensität liegt am Tage 9<sup>h</sup> V.M. bis 3<sup>h</sup> N.M. unter dem Mittel — das Minimum 0.00018 absolute Einheiten unter dem Mittel fällt um 11<sup>h</sup> V.M. zu Wien, das äusserst flache Maximum 0.00007 über dem Mittel trifft um 10<sup>h</sup> N.M. ein. Die Schwankung in Potsdam ist ungefähr ebensogross wie in Wien, nämlich 0,00025 abs. Einh. ( $25\gamma$ , vgl. Fig. 295). Das Nachmittagsmaximum ist nicht so flach wie in Wien und trifft schon um 7<sup>h</sup> N.M. ein.

Die Vertikalintensität zeigt im allgemeinen sehr nahe denselben Gang wie die Totalintensität (vgl. Figg. 294 und 295).

Die tägliche Schwankung bietet wegen ihres regelmässigen Ganges ein sehr grosses Interesse. Sie ist deshalb Gegenstand mehrerer wichtiger theoretischer Untersuchungen von Schuster, v. Bezold u. a. gewesen. Dabei hat man angenommen, dass die Schwankung auf demselben Breitengrad konstant ist, was der Erfahrung recht nahe entspricht, und wodurch das Problem sehr vereinfacht wird. Da die Schwankung nur von der Lokalzeit abhängt, so kann man sie durch ein magnetisches Feld darstellen, welches über das normale supraponiert ist und sich mit der Sonne von Ost nach West dreht. Dieses Feld ist auf der Sommerseite der Erde kräftiger entwickelt als auf der Winterseite.

Schuster berechnete das Potential dieses Feldes aus Beobachtungen von St. Petersburg, Greenwich, Lissabon und Bombay und tabellierte die von ihm gefundenen Werte. v. Bezold hat das Resultat dieser Rechnungen in einer Zeichnung (Fig. 297) wiedergegeben, welche die Lage der Äquipotentiallinien um 12<sup>h</sup> Mittags Greenwicher Zeit und zur Sommersonnenwende darstellt. Dieses Liniensystem verschiebt sich in der Stunde um 15° nach Westen. Zur Wintersonnenwendezeit sind

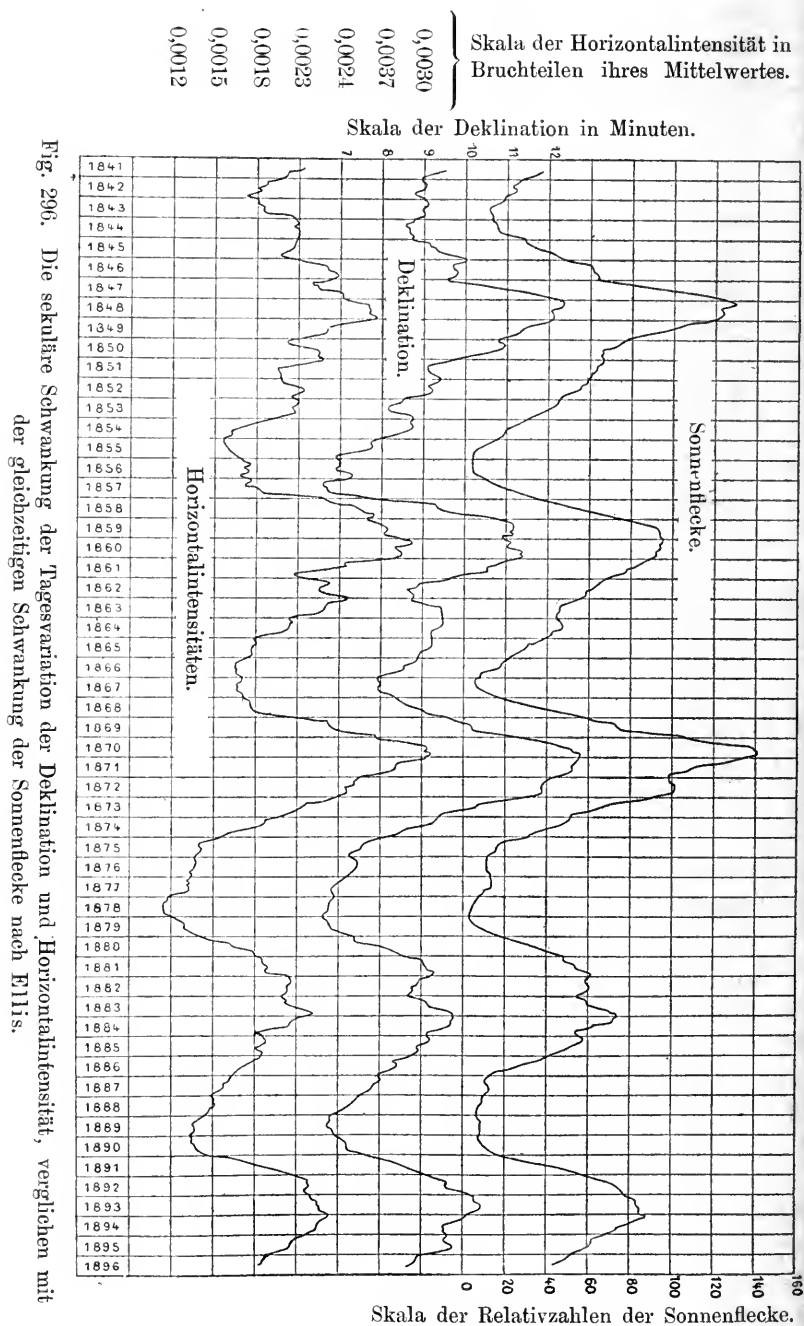


Fig. 296. Die sekuläre Schwankung der Tagesvariation der Deklination und Horizontintensität, verglichen mit der gleichzeitigen Schwankung der Sonnenflecke nach Ellis.

die Linien umzukehren, so dass das Liniensystem, welches in der Figur die nördliche Halbkugel deckt, dann auf die südliche über-

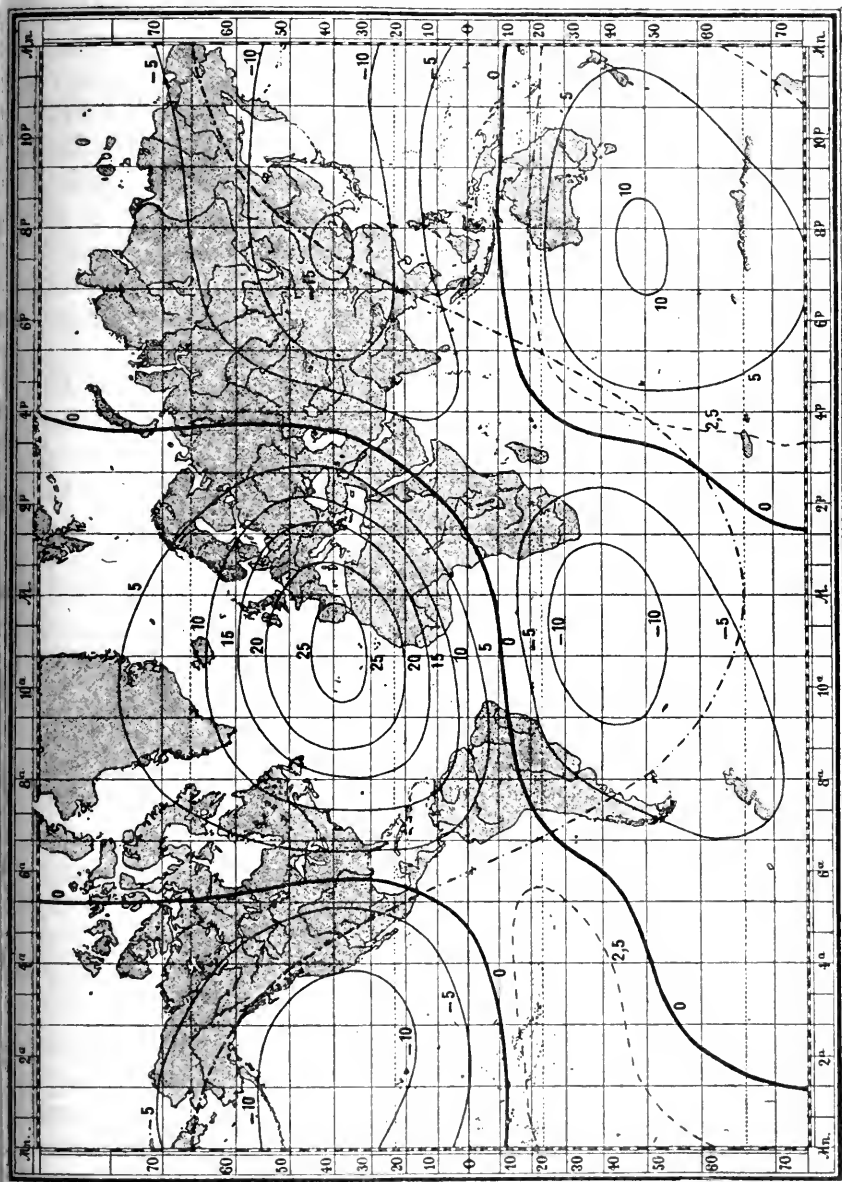


Fig. 297. Äquipotential-Linien des Feldes der täglichen magnetischen Schwankung nach v. Bezold.

tragen wird, und umgekehrt. Bei den Äquinoccien ist das Liniensystem zum Äquator symmetrisch, so dass die beiden Wirbel, die die Mitte der

Karte decken, gleich gross sind, und nicht wie im Sommer der nördliche Wirbel grösser. Die Ziffern der Karte Fig. 297 sind in Millionteilen der Einheit ausgedrückt, welche bei der Zeichnung der Isodynamen in Fig. 283 verwendet ist.

Eine Magnetonadel, welche für das normale Magnetfeld der Erde astasiert wäre, so dass auf sie nur das Drehfeld der täglichen Schwankung wirkte, würde sich senkrecht zu den Equipotentiallinien einstellen und zwar mit dem Nordende gegen das Innere des nördlichen Wirbels zeigen (um  $11^h$  V.M.). Die Richtkraft wäre um so grösser, je dichter die Equipotentiallinien an der betreffenden Stelle aneinander liegen.

Da nun das normale Magnetfeld die thatsächliche Richtung der Nadel bestimmt, so wird sie von dem Drehfeld nur ein wenig aus der mittleren Lage abgelenkt und zwar wird der Ablenkungswinkel dem Verhältnis der Kraft des Drehfeldes und derjenigen des normalen Magnetfeldes proportional sein.

Die ablenkende Kraft kann nun in der einfachsten Weise als durch elektrische Ströme in den Luftschichten hervorgerufen betrachtet werden, wie es Schuster gethan hat. Dieselben müssten dann den mittleren Wirbel auf der nördlichen Halbkugel umgekehrt wie die Zeiger einer Uhr umkreisen, der südliche Wirbel wäre dagegen von elektrischen Strömen in der Richtung eines Uhrzeigers umkreist. Wir können die beiden Fälle so formulieren, dass die elektrischen Ströme eine cyklonische Drehung besitzen.

Die beiden andren Centra über Ostasien und südlich von Australien wären dagegen von elektrischen Strömen in anticyklonischer Richtung umwirbelt. Wie die Karte zeigt, erstrecken sich die Wirbel von der Sonnenseite über den Äquator hinüber (vgl. S. 953).

Die einfachste Art und Weise, sich diese elektrische Bewegung vorzustellen, ist diejenige, dass man annimmt, die Luft wirble in den betreffenden Bahnen und führe positive Elektrizität mit sich. Wie wir oben gesehen haben (S. 887), sind die höheren Luftschichten positiv und die allerhöchsten wahrscheinlich negativ geladen. Durch die Sonnenstrahlung und Wärmeabsorption der Kohlensäure und des Wasserdampfes bildet sich eine Cyklone auf jeder Halbkugel aus, von welchen diejenige sich mächtiger entwickelt, welche auf derselben Seite des Äquators wie die Sonne selbst liegt. Sie greift sogar durch Reibung etwas auf die andere Halbkugel hinüber. Es entsprechen die Verhältnisse ungefähr denjenigen, welche in der Fig. 206 versinnlicht sind; nur spielen sich die Vorgänge in den höheren Luftschichten und nicht an der Erdober-

fläche ab. Die Luftmengen, welche oben zur Seite abfliessen und negative Ladungen mitführen, werden von der Erddrehung nach rechts (auf der nördlichen Halbkugel) abgebogen. In den höchsten Luftschichten entsteht also unter der Sonne eine anticyklonale Bewegung von negativer Elektrizität, welche mit einem stärkeren cyklonalen Zufluss von Luft in mittleren Höhen und folglich von positiver Elektrizität verbunden ist. Dieser Wirbel entspricht einem Magneten mit dem Südpole unten. Die von der Karte angedeutete Verteilung der Äquipotentiallinien wird auf diese Weise erklärt. Die Anticyklonen auf der Nachtseite der Erde werden in ähnlicher Weise durch die Abkühlung in der Nacht verständlich. Sie ist am schnellsten kurz nach Sonnenuntergang, die Centra liegen daher über Punkten, wo es zwischen 7 und 8 Uhr Abends ist.

Diese elektrische Strömung, möge sie in der Luft oder unter der Erde fliessen, ist offenbar von solcher Natur, dass sie das Nordende des Magneten auf der nördlichen Halbkugel am Vormittag nach oben zu drehen strebt. Mit anderen Worten, es wird die Vertikalintensität geschwächt. Dies stimmt auch mit den Thatsachen, indem die Vertikalintensität ein Minimum um 11<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> V. M., ein Maximum um 5<sup>h</sup> Abends hat und unter dem Mittelwert zwischen 8<sup>h</sup> V. M. und 3<sup>h</sup> N. M. liegt (vgl. Fig. 294). Aus diesem Umstand kann man schliessen, dass die elektrischen Ströme des Drehfeldes in der Atmosphäre verlaufen. Denn nur dann wird cyklonisch um das Centrum im Atlanten fliessende Elektrizität eine Magnetnadel um 2 Uhr N. M. (am schwarzen Meer) nach Westen ablenken. Gleich gerichtete Ströme, die in der Erde verliefen, hätten auf die Deklinationsnadel genau die entgegengesetzte Einwirkung.

Auf diese Weise schliesst Schuster, dass die täglichen magnetischen Schwankungen von Strömungen in der Luft herrühren. Eine Rechnung ergab ihm aber, dass doch ein Teil (etwa ein Viertel) der Strömungen in tieferen Erdschichten verläuft, und er nimmt zu diesem Zweck starke elektrische Induktionsströme an, die in entgegengesetzter Richtung, wie die induzierenden gehen sollen. Es bleibt künftigen Untersuchungen, die sich über ein grösseres Material erstrecken, überlassen zu prüfen, ob eine solche Annahme nötig ist.

Es könnten vielleicht Zweifel entstehen, ob die Sonnenstrahlung solche Strömungen in den höheren Luftschichten herbeiführen kann. Nachdem aber Rotch nachgewiesen hat, dass schon die kurze Temperaturänderung, welche bei einer Sonnenfinsternis entsteht, genügt, um Luftströmungen von merklicher Mächtigkeit hervorzurufen, sind solche Zweifel hinfällig.

Die grössere Stärke der täglichen Schwankung im Sommer, gegenüber der im Winter, wird auf diese Weise leicht erklärlich. Die Wirbelbildung muss nämlich im Sommer viel mächtiger als im Winter sein. Weiter ist die Luft im Frühling und Herbst stärker elektrisch geladen als im Winter und Sommer, wenn die Erde durch den Sonnenäquator geht (vgl. S. 153). Demzufolge wird das Minimum im Dezember stark verschärft, das Maximum des Sommers dagegen abgeflacht, so dass die Monate April-September nahezu gleich grosse Schwankungen aufweisen wie der Maximalmonat Juli. Ausserordentlich leicht erklärt sich in ähnlicher Weise die starke Schwankung der Magnetnadel in den sonnenfleckenreichen Jahren (vgl. S. 152).

Schon Faraday zeigte, dass die magnetischen Schwankungen sich so verhalten, als ob ein grosser Magnet mit dem Südpole über der nördlichen und dem Nordpol über der südlichen Halbkugel der Bewegung der Sonne folgte. Er nahm zum Verständnisse dieser Thatsache an, dass die magnetische Permeabilität der Luft mit der Erwärmung durch die Sonnenstrahlen im Laufe des Tages sich ändere. Diese Erklärungsweise ist jetzt als unhaltbar verlassen worden.

Dass die Tagesschwankungen auf einer Einwirkung der Sonne beruhen, geht auch aus einer interessanten Beobachtung hervor, die bei der Sonnenfinsternis vom 28. Mai 1900 an drei amerikanischen Stationen gemacht wurde. Während der Finsternis verhielt sich nach Bauer die Magnetnadel wie in der Nacht.

Die Schwankung der erdmagnetischen Elemente ist, wie wir schon oben (S. 152) betreffs der Deklination bemerkt haben, viel grösser in sonnenfleckenreichen wie in sonnenfleckenarmen Jahren. Auf den Zusammenhang zwischen Sonnenthätigkeit und Erdmagnetismus machte schon Hansteen 1859 aufmerksam, indem er zeigte, dass in den Minimumjahren der Sonnenflecke 1823, 1833, 1843 und 1856 die Horizontalkomponente durch ein Maximum, die Vertikalkomponente dagegen durch ein Minimum ging.

Diese Wirkung der Sonnenthätigkeit zeigt sich sehr deutlich in der Amplitude der täglichen Schwankung; dabei werden nur die regelmässigen Schwankungen berücksichtigt, die für die Störungen korrigiert sind.

Dies gilt nicht nur für die Deklination, wovon oben berichtet wurde, sondern für alle magnetischen Elemente.

Van der Stok hat die Beobachtungen aus Batavia in dieser Hinsicht bearbeitet. Er vereinigte die Beobachtungen von fünf Jahren in der Nähe des Jahres 1889, welches ein Minimum der Sonnenthätig-

keit enthielt, in eine Gruppe und diejenigen von sechs Jahren in der Nähe des Maximaljahres 1893 in eine andere Gruppe. Er fand, dass die Grösse der Schwankung für jeden Monat und für alle magnetische Elemente ohne Ausnahme in der zweiten Gruppe grösser als in der ersten war, in einem Verhältnis, dass in den verschiedenen Fällen zwischen 1,24 und 1,58 lag. Die untersuchten magnetischen Elemente waren Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal- und Total-Intensität.

Noch viel beweiskräftiger ist die Untersuchung von Ellis betreffs der Beobachtungen über Deklination und Horizontalintensität zu Greenwich in den Jahren 1841—1896. Das Resultat derselben ist oben in Fig. 296 wiedergegeben und zeigt einen vollkommenen Parallelismus zwischen den genannten täglichen Schwankungen und der Sonnenfleckenzahl. Alle drei Kurven sinken langsam von einem Maximum zu dem folgenden Minimum und steigen dann steil zu dem folgenden Maximum. Auch die kleineren sekundären Schwankungen der drei Kurven zeigen Gleichzeitigkeit und gleiche Richtung. Das Resultat ist unabhängig davon, ob man nur ruhige Tage nach Wilds Methode mitnimmt oder nur die starken Störungen weglässt.

Zu demselben Schluss führen auch die Beobachtungen aus Parc St. Maur bei Paris. Für die Amplituden der täglichen Schwankungen in den Jahren 1888—1890, welche das Minimumjahr 1889 umgeben und den Jahren 1892—1894 um das Maximumjahr 1893 gelten folgende Daten.

	Dekl.	Inkl.	Horiz.	Vert.	Nord.	West.	Total
1888—90	7,59'	1,29'	22,3	17,9	24	40	21,8
1892—94	10,71'	2,18'	37,7	24,8	40	57	33,8
Verhältnis:	1,41	1,69	1,69	1,39	1,37	1,42	1,55.

Die fünf letzten Kolumnen betreffen die horizontalen, vertikalen, nördlichen und westlichen Komponenten der Totalintensität sowie diese selbst und sind ausgedrückt in  $10^{-5}$  absoluten Einheiten ( $\gamma$ ).

Die jährliche Schwankung der täglichen Variationen für Potsdam (1890—99) und Parc St. Maur (1888 bis 90 und 1892—94) geht aus folgender Tabelle hervor. (Einheiten wie oben Minute und  $\gamma$ .)

	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Potsdam 1890—99	Dekl.	5,20	6,17	9,00	<b>11,45</b>	11,38	11,24	11,12	11,06	9,34	7,36	5,88	<b>4,94</b> 7,96'
	Inkl.	1,00	1,19	1,63	2,07	2,07	2,29	<b>2,47</b>	<b>2,47</b>	2,33	2,02	1,31	<b>0,92</b> 1,50'
	Horiz.	15,0	18,2	27,7	39,8	38,9	41,0	<b>42,8</b>	41,5	36,9	32,5	20,4	<b>13,2</b> 27,0
	Vertik.	6,4	11,9	18,3	25,4	<b>29,2</b>	25,1	24,1	20,5	16,9	13,7	9,7	<b>7,4</b> 16,7
	Nord.	17,3	21,6	31,4	<b>42,4</b>	39,1	<b>40,4</b>	42,6	<b>43,4</b>	39,5	35,3	22,8	<b>15,2</b> 29,8
	West	26,8	31,5	47,7	60,0	60,8	<b>61,0</b>	60,2	59,0	50,4	35,9	29,4	<b>25,1</b> 41,9
	Total	9,3	14,7	24,4	35,8	<b>39,6</b>	37,0	35,5	31,4	26,9	22,1	13,4	<b>8,4</b> 24,5

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Parc St. Maur 1888—90 und 1892—94	Dekl.	5,4	6,5	9,8	11,7	11,8	11,6	12,0	10,5	8,8	5,8	4,4	9,15'
	Inkl.	1,1	1,1	1,5	1,9	1,7	2,1	2,2	2,6	2,0	1,9	1,5	1,2 1,73'
	Horiz.	18	18	27	35	33	38	43	34	32	23	17	30,0
	Vert.	9	16	22	28	33	29	28	31	21	18	10	21,3
	Nord	22	24	32	37	33	36	40	42	38	37	26	20 32
	West	27	35	50	60	59	61	63	53	46	33	26	49
	Total	13	20	29	37	40	38	36	29	27	17	12	27,8

Die Änderung der täglichen Schwankung im Jahre wird durch die Figuren 291—295 für Potsdam 1890—99 versinnlicht.

Die Übereinstimmung mit der wahren Nordlichtperiode ist auffallend.

Die jährliche Periode. Ebenso wie am Tag der Mittag ist im Jahre der Hochsommer die Periode, in der die Deklinationsnadel nach Westen abweicht. Dies gilt für die nördliche Halbkugel, auf der südlichen ist die Abweichung umgekehrt. Einige Beispiele mögen angeführt werden, in welchen wie gewöhnlich östliche Abweichung von der Mittellage als positiv bezeichnet wird. (Die Ziffern bezeichnen Bogensekunden.)

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Paris(1821—30)	+ 16	35	64	11	— 22	— 52	— 65	— 20	— 3	+ 13	11	10
Philadelphia (1841—45)	.	90	73	28	— 28	— 70	— 84	— 95	— 120	— 62	+ 77	85 106
Kew (1890—94)	.	25	22	7	— 28	— 28	— 35	— 39	— 34	+ 22	17	11 36
Parc St. Maur (1888—97)	.	+ 1	0	10	7	— 7	— 8	— 10	+ 1	0	+ 5	— 3 + 3
Potsdam (1890 bis 99)	.	+ 1	+ 4	+ 3	+ 2	+ 5	— 10	— 13	— 7	+ 2	+ 10	+ 13 + 13

Nach Mielberg ist in Nertschinsk der Gang derselbe wie an den angeführten Stationen, dagegen in Jekaterinenburg umgekehrt (Maximum im Juni, Minimum im September). Auch für Batavia ist der Gang umgekehrt wie für die Stationen der Tabelle, was damit übereinstimmt, dass Batavia auf der südlichen Halbkugel liegt. Sehr eigentümlich ist die geringe Jahresschwankung im Parc St. Maur, verglichen mit derjenigen in Paris (nach Messungen von Arago).

Fast ebenso niedrige Werte wie in Parc St. Maur ergeben die Beobachtungen in Potsdam.

Auch die anderen magnetischen Elemente erleiden eine jährliche Änderung. Sabine wies im Jahre 1850 nach, dass die Inklination auf beiden Halbkugeln im Halbjahr Okt.—März grösser als im anderen Halbjahr ist.

Dagegen ist die Horizontal-Intensität (entgegen Sabines Ansicht) auf der nördlichen Halbkugel grösser im Sommer als im Winter.

Als Beispiele mögen folgende Daten angeführt werden, in welchen die Ziffern für die Inklination ( $J$ ) in Sekunden, diejenigen für die Horizontal- und Vertikal-Intensität ( $H$  und  $V$ ) in  $10^{-6}$  absoluten Einheiten ( $0,1 \gamma$ ) angegeben sind. Die Daten aus Kew stammen aus den Jahren 1890—94, diejenigen aus Parc St. Maur aus den Jahren 1888—97.

	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	
Kew	<i>H</i> —13	—14	—15	—5	+46	74	47	24	—18	—55	—46	—24	
ParcSt.	<i>H</i> —34	—59	—27	+21	69	111	58	13	—12	—36	—70	—45	
Maur	<i>V</i> —22	—30	—16	+4	23	53	42	14	—28	—17	—15	—17	
	<i>J</i> +8	18	8	—8	—22	—35	—16	—3	+1	11	26	14	
Pots- dam	<i>H</i> —17	—28	—18	+16	56	74	50	5	—34	—48	—36	—18	
	<i>J</i>	21	28	19	1—20	—37	—35	—14	+5	15	16	15	
	<i>X</i> —17	—26	—16	+16	+52	+69	+47	—3	—34	—46	—34	—16	
	1890	— <i>Y</i> —6	—11	—7	+6	16	23	21	9	—6	—16	—9	
bis	<i>V</i>	102	127	99	62	2	—82	—108	—83	—66	—52	—22	+33
1899	<i>T</i>	91	102	77	54	10	—60	—92	—80	—70	—53	—17	+37.

Da die Horizontalintensität zu Parc St. Maur nur 0,19535, die Vertikalintensität dagegen 0,42129 betrug, dagegen die Schwankung der Horizontalintensität diejenige der Vertikalintensität um nahezu den dreifachen Betrag übersteigt, so muss die Inklination den umgekehrten Gang wie die Horizontalintensität zeigen.

In Potsdam ist die Schwankung der Vertikalintensität ( $V$ ) umgekehrt wie in Parc St. Maur, und wie diejenige der Horizontalintensität ( $H$ ). Infolgedessen hat auch die Inklination ( $J$ ) in Minuten angegeben ein ausgesprochenes Maximum im Winter (Februar) und ein Minimum im Sommer (Juni bis Juli). Die Totalintensität ( $T$ ) verhält sich wie ihre wichtigste Komponente ( $V$ ), die Nord- und Westkomponenten ( $X$  und  $-Y$ ) der Horizontalintensität wie diese selbst.

Die magnetischen Störungen. Die heftigen, grossen Abweichungen der magnetischen Elemente werden als „Störungen“ bezeichnet. Zwischen denselben und den regulären Schwankungen giebt es alle möglichen Übergänge, sodass die Aussonderung der Störungen immer etwas Willkür an sich hat. Nach Sabine wurden beispielsweise als Störungen der Deklination solche Abweichungen vom Mittel angesehen, welche 3,6' für Toronto, 3,5' für Nertschinsk, 3,3' für Kew und 2,4' für Hobarton überstiegen.

Die nähere Untersuchung der Störungen hat viele interessante Ergebnisse zu Tage gefördert. Schon die Beobachtungen von Celsius in Upsala und Graham in London zeigten, dass die Störungen in diesen beiden Orten gleichzeitig eintreten. Die Uhr zu Upsala zeigt eine Stunde

11 Minuten mehr als diejenige von London. Am 5. April 1741 fand ein starker magnetischer Sturm statt. Die Deklinationsnadel schwankte zu Upsala zwischen  $9^{\circ}33'$  und  $11^{\circ}$ , zu London zwischen  $15^{\circ}30'$  und  $17^{\circ}20'$ . Die Maxima der Deklination wurden in London um  $3^h 40^m$  und  $4^h 20^m$  beobachtet, in Upsala waren die entsprechenden Zeiten  $5^h$  und

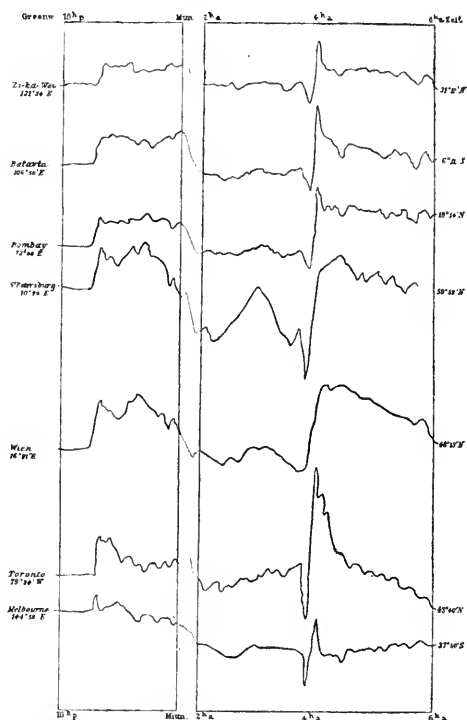


Fig. 298. Störungen zu Zika-Wei, Batavia, Bombay, Petersburg, Wien, Toronto und Melbourne am 24.—25. Juli 1885.

können. So z. B. beobachtete Wijkander zu Polhem auf Spitzbergen Abweichungen, die grosse Unterschiede gegen die gleichzeitig (1872—73) in der gemässigten Zone beobachteten zeigen. Auch können Störungen an einem Ort auftreten, während an einem anderen gleichzeitig keine bemerkbar sind. So z. B. fand Humboldt eine grosse Störung in dem Bergwerk zu Freiberg, die in Berlin nicht beobachtet wurde.

Die Beobachtungen des von Gauss und Weber organisierten magnetischen Vereins, welcher an gewissen Tagen alle fünf Minuten Beobachtungen anstellte, lieferten sehr wertvolle Beiträge zur Erkenntnis der

$5^h 35^m$  (alles Lokalzeit). Die grössten Störungen traten demnach sehr nahe gleichzeitig ein. Damals wurden die Beobachtungen nur in bestimmten Intervallen aufgenommen, die Gleichzeitigkeit konnte unter solchen Umständen nicht so genau festgestellt werden wie jetzt bei den selbstregistrierenden Instrumenten, die eine kontinuierliche Kurve zeichnen. In nahegelegenen Stationen, z. B. denjenigen West-Europas tritt die Schwankung meist in gleicher Richtung und etwas verschiedener Stärke auf. Zwischen weiter von einander getrennten Stationen zeigen sich grössere Unterschiede, sodass bisweilen die gleichzeitigen Abweichungen in entgegengesetztem Sinne verlaufen

Natur der Störungen. Dies gilt natürlich noch mehr von den Aufzeichnungen der selbstregistrierenden Instrumente in den magnetischen Observatorien. Solche gleichzeitige Aufzeichnungen der Bifilarmagnetometer vom 24.—25. Juli 1885 10<sup>h</sup> N.M. bis 6<sup>h</sup> V.M. (Greenwicher Zeit) sind in der Fig. 298 reproduziert. Sie zeigen, dass die grössten Störungen gleichzeitig über die ganze Erde auftreten von Petersburg bis nach Melbourne, Batavia, Zika-Wei in China und Toronto in Canada. Die heftigen plötzlichen Störungen traten an allen Beobachtungsorten gleichzeitig auf (10<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> N.M. und 4<sup>h</sup> V.M.). Die kleineren Störungen zeigen dagegen an den verschiedenen Stellen recht grosse Unterschiede. Die Schwankung war an einigen Stellen sehr beträchtlich, so z. B. in Toronto 0,0047 abs. Einheiten (etwa 3 Proz. des Mittelwertes der Horizontalintensität). In Wien betrug sie nur 0,0012.

Ebenso wie v. Bezold das magnetische Feld dargestellt hat, welches den täglichen Schwankungen entspricht, hat Ad. Schmidt eine Darstellung des Feldes der Störungen gegeben. Die magnetischen Kraftlinien dieses Feldes liegen bei relativer Ruhe einander einigermaassen parallel, bei starken Störungen bilden sie konvergierende oder divergierende Systeme, die sich allmählich verschieben und der wirbelförmigen Anordnung der Windrichtung um Cyklonen und Anticyklonen ähnlich sind. Die Ursache der Störungen liegt, nach der vertikalen Komponente zu urteilen (vgl. S. 959), oberhalb der Erdoberfläche. Ohne Zweifel finden in mittleren Luftschichten bei diesen magnetischen Stürmen starke cyklonische bzw. anticyklonische Luftbewegungen statt, welche positive Elektrizität mit-schleppen und auf diese Weise die magnetischen Störungen verursachen.

Die Wirbel können als aus elektrischen Strömen zusammengesetzt gedacht werden, deren Stärke unter Umständen nicht weniger als 0,01 Amp. pro cm erreicht.

Schon früh entdeckte man (Sabine 1852), dass die magnetischen Stürme in sonnenfleckreichen Jahren viel häufiger und heftiger als in sonnenfleckarmen sind. Durch Summierung aller Störungen in einem Jahr erhielt Sabine Relativzahlen, und zwar fand er für die Jahre 1844—48 für Toronto folgende Werte:

	Dekl.	Horiz.	Vert.
1844	0,52	0,35	0,65
1845	0,64	0,47	0,58
1846	0,82	0,55	0,73
1847	1,39	1,14	1,23
1848	1,63	2,49	1,80.

1843 war ein Minimumjahr, 1848 ein Maximumjahr der Sonnenflecken.

Diese Beziehungen zwischen Stärke der Störungen und Menge der Sonnenflecken hat sich bei allen späteren Untersuchungen bestätigt.

Bei Untersuchungen über den jährlichen Gang der Störungen ist man auf Schwierigkeiten gestossen. Dieselben hat Ellis in der Weise entfernt, dass er die Störungen in Gruppen einteilte. Die „stärksten Störungen“ entsprechen Abweichungen der Deklinationsnadel von mehr als  $1^0$  und der Horizontalkomponente von mehr als 300 Einheiten der fünften Decimalstelle. „Schwache Störungen“ haben einen Effekt der mehr als sechs mal geringer ist als die genannten Ziffern angeben,  $10'$  bzw. 50 Einheiten. Die „schwachen Störungen“ zeigen ein einziges Maximum im Hochsommer und ein Minimum im Winter.

Die anderen Störungen zeigen dagegen zwei Maxima im Frühling und Herbst, und zwei Minima, von welchen dasjenige in Juni etwas ausgeprägter ist als dasjenige in Dez. oder Jan. Die folgenden Daten aus Toronto und Greenwich mögen dies erläutern. Für Greenwich sind Störungen aller magnetischen Elemente zusammengenommen.

		Toronto		Greenwich
	Dekl.	Horiz.	Vert.	Mittel
Jan.	0,57	0,56	0,57	0,93
Febr.	0,84	0,94	0,74	<b>1,23</b>
März	1,11	0,94	1,08	1,22
April	<b>1,42</b>	<b>1,50</b>	<b>1,49</b>	1,09
Mai	0,98	0,90	1,12	0,81
Juni	0,53	0,36	0,50	0,71
Juli	0,94	0,61	0,71	0,81
August	1,16	0,75	1,08	0,90
Sept.	<b>1,62</b>	<b>1,71</b>	<b>1,61</b>	1,15
Okt.	1,31	1,48	1,29	<b>1,18</b>
Nov.	0,78	0,98	0,75	1,02
Dez.	0,76	0,58	0,61	0,83

Die beiden Maxima im jährlichen Gang der Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität treten auch in Fig. 299 deutlich hervor, welche ihren Gang zu Potsdam in den Jahren 1890—99 darstellt.

Dieser Gang der starken Störungen ist genau gleich demjenigen der halbtägigen Barometerschwankung in niederen Breiten (vgl. S. 603). Die

starken Störungen sind demnach direkt durch den Fall von Sonnenstaub verursacht, welcher hauptsächlich in den niederen Breiten stattfindet. Die schwachen Störungen dagegen, welche im Sommer ihr Maximum besitzen, können als Folgen des schon durch Winde diffus verbreiteten Sonnenstaubs betrachtet werden, welcher nicht geladen genug ist, um elektrische Entladungen gleich nach seinem Fall in die Atmosphäre hervorzurufen. Dies entspricht mehr den Verhältnissen in höheren Breiten.

Die Störungen haben auch eine tägliche Periode. In den meisten Fällen treten sie am häufigsten in der Mittagszeit, am seltensten um Mitternacht auf. Als Beispiel mögen folgende Daten aus Batavia (1882—1893) dienen, welche die Anzahl der Perturbationen für die drei magnetischen Elemente, Deklination, Horizontalintensität und Vertikalintensität, sowie ihren Mittelwert angiebt.

Stunde V.M.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Dekl.	0,29	0,25	0,25	0,32	0,37	1,14	1,97	1,65	1,56	2,05	2,98	3,26
Horiz.	0,80	0,78	0,79	0,74	0,76	0,81	0,85	0,93	0,93	0,85	0,95	1,06
Vertik.	0,44	0,46	0,52	0,57	0,67	0,91	1,18	1,98	1,96	1,63	1,36	1,26
Mittel	0,51	0,50	0,52	0,54	0,59	0,95	1,33	1,52	1,48	1,51	1,76	1,86

Stunde N.M.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Dekl.	2,67	1,77	0,79	0,61	0,52	0,35	0,30	0,22	0,22	0,14	0,14	0,18
Horiz.	1,35	1,61	1,61	1,39	1,16	1,04	0,99	0,94	0,96	0,95	0,86	0,91
Vertik.	1,65	1,93	1,91	1,53	0,87	0,57	0,48	0,44	0,44	0,43	0,43	0,43
Mittel	1,89	1,77	1,44	1,18	0,85	0,65	0,59	0,53	0,54	0,51	0,48	0,51

Die Maxima und Minima der Störungen der Deklination treffen ziemlich genau zur Mittags- und Mitternachtszeit ein, diejenigen der Horizontal-Intensität etwas später, diejenigen der Vertikal-Intensität wiederum etwas früher, so dass im Mittel die Störungen ihre Extremwerte um Mittag und Mitternacht durchlaufen. Betreffs der Form der Schwankung ist es auffallend, dass die Werte in den Nachtstunden (6 Uhr abends bis 6 Uhr früh), nahezu konstant sind, dann schnell wachsen und ein ziemlich flaches Maximum um Mittag durchlaufen, schliesslich in den Nachmittagsstunden 3—6 Uhr sehr schnell auf den konstanten Nachtwert sinken. Es stimmt dieser Gang ganz auffallend mit demjenigen der Sonnenstrahlung überein, was kein Zufall ist, denn die Menge Sonnenstaub, welche in die Atmosphäre hineinfällt, ist ungefähr der Sonnenstrahlung proportional. Man hätte vielleicht erwartet, dass das Maximum etwas in den Vormittag hinein verschoben wäre und in

der That sind im Mittel die Störungen am Vormittag nach 5 Uhr bedeutend (etwa 15 Proz.) stärker als ebenso lange nach Mittag.

Die graphische Darstellung Fig. 300 giebt den täglichen Gang der Störungen zu Potsdam in den Jahren 1890—1899 wieder. In derselben tritt ein Minimum um Mittagszeit und ein Maximum am Abend (9<sup>h</sup> N. M.) sehr deutlich hervor. Der Gang ist also ein ganz anderer wie zu Batavia. Es wäre ohne Zweifel erwünscht auch in diesem Fall zwischen starken und schwachen Störungen zu unterscheiden.

Die nahezu 26-tägige Periode. Oben ist kurz erwähnt, dass die erdmagnetischen Elemente und ihre Störungen einer Periode von 25,93 Tagen Länge unterworfen sind (S. 148). Ordnet man die betreffenden Erscheinungen nach derselben Epoche (1728 Jan. 1,0), so findet man Maxima, die meist nahe aneinander liegen. Man findet nämlich das Maximum an folgenden Tagen:

Nordlichter . . . . .	15,3.	Tag.	EA.
Südlichter . . . . .	15,5.	„	EA.
Deklination (östl.) in Prag und Wien 1870 . . .	17,6.	„	H.
Tagesschwankung des Erdmagnetismus (Fort. Rae 1882 bis 1883) . . . . .	18,5.	„	L.
Deklinationsstörungen (Jan Mayen 1882—83) . .	19,0.	„	L.
„ (Wien 1882—83) . . . . .	19,2.	„	L.
Tagesschwankung des Erdmagnetismus (Jan Mayen 1882—83) . . . . .	19,3.	„	L.
Inklination (Prag 1870) . . . . .	19,5.	„	H.
Störungen des Erdmagnetismus Pawlowsk 1882—83	20,1.	„	M.
Gewitter, Schweden 1880—95 . . . . .	22,4.	„	EA.
Horizontalintensität Prag 1870 . . . . .	23,1.	„	H.
Gewitter, Bayern und Württemberg 1880—87 . .	24,7.	„	Bz.
Horizontalintensität, Hobarton 1844—45 . . .	24,9.	„	Br.
„ Makerstoun, Schottland 1844 bis 45 . . . . .	25,4.	„	Br.

Br. = Broun, Bz. = Bezold, EA. = Ekholm und Arrhenius,  
H. = Hornstein, L. = Liznar, M. = C. A. Müller.

Von diesen Erscheinungen sollte man vermuten, dass die Polarlichter, die täglichen Schwankungen und die Störungen des Erdmagnetismus gleichzeitig auftreten. Die mittleren Maximaltage dieser drei Erscheinungen sind der 15,4. der 18,8. und der 19,4. Tag. Sie fallen innerhalb weniger als einer sechstel Periode zusammen, so dass man

wohl vermuten kann, dass eine nähere Untersuchung mit grösserem Material (nicht nur vom Jahr 1882—83) sie zu vollkommener Übereinstimmung bringen wird. Auffallend ist, dass die Hornsteinschen Perioden der Deklination und Inklination nahe mit den oben erwähnten zusammenfallen. Da die meisten Nordlichter, oder richtiger disruptiven elektrischen Entladungen in den höheren Luftschichten wohl nördlich von Prag und Wien sich abspielen, kann man dieses Verhalten der Deklination erwarten. Das von Hornstein benutzte Material scheint aber nach Schusters Untersuchung zu gering gewesen zu sein, um bündige Schlüsse zu gestatten.

Eine nähere Untersuchung dieser Periode sowohl wie derjenigen des tropischen Monats würde ohne Zweifel wichtige Aufschlüsse ergeben.

Magnetische Elementarwellen. Wenn man mit selbstregistrierenden Instrumenten Änderungen studieren will, die in sehr kurzer Zeit erfolgen, so muss das photographische Papier sich mit grosser Geschwindigkeit abwickeln.

Eschenhagen, der in den Aufzeichnungen der gewöhnlichen Registrier-Apparate, bei welchen eine Stunde 1 bis 2 cm Länge der photographischen Abbildung entspricht, Anzeichen von kurzdauernden magnetischen Schwankungen gefunden hatte, versuchte Apparate, die 24 cm Papierstreifen pro Stunde abrollten. Bei dem Bifilarmagneten, der angewandt wurde, war ausserdem die Trägheit gering, damit er den kurzdauernden Impulsen folgen könnte. Auch seine Dämpfung war relativ gross, damit keine Eigenschwingungen störten.

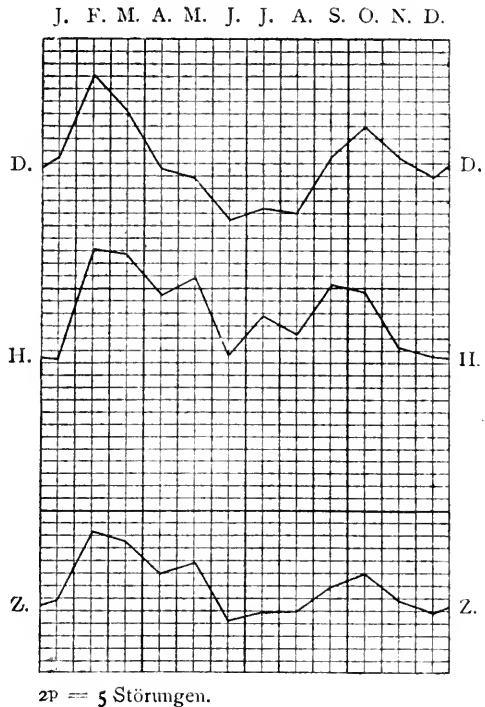


Fig. 299. Jährliche Gang der Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikal-Intensität. Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Seine Empfindlichkeit war bedeutend (1 mm entsprach  $4 \cdot 10^{-5}$  abs. Einheiten), damit schwache Kräfte sich geltend machen könnten.

Eschenhagen fand auf den so entstandenen Aufzeichnungen in sehr vielen Fällen kleine Wellenlinien, die, unabhängig von der Wolkenbedeckung, besonders häufig am Tage auftraten. Diese Vibrationen dauerten meistens etwa drei bis vier Stunden und hatten eine Periodenlänge von im Mittel

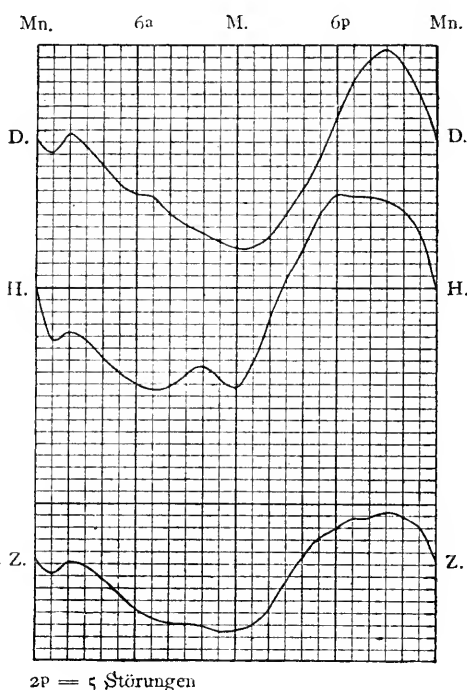


Fig. 300. Täglicher Gang der magnetischen Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität. Potsdam 1890–99 nach Lüdeking.

etwa 30 Sekunden. Auch kürzere Perioden wie 12 Sek. — solche wurden schon früher von Kohlrausch beobachtet — waren repräsentiert. Bisweilen kamen zwei Schwingungsarten von ungleicher, aber nicht all zu sehr verschiedener Periodenlänge vor; in solchen Fällen traten charakteristische Interferenzerscheinungen zwischen den beiden Wellenzügen auf.

Unter den magnetischen Instrumenten eignet sich das Bifilarmagnetometer wegen seiner grossen Empfindlichkeit am besten zur Untersuchung dieser schwachen magnetischen Wellen, das Deklinometer zeigt sie relativ selten, die Lloyd'sche Wage nie.

Birkeland, der ähnliche Wellen in Nord-Norwegen untersuchte, stellte fest, dass sie sich ganz gleichzeitig dort und in Potsdam zeigten. Dieser Befund ist nicht für die Hypothese günstig, welche annimmt, dass diese kleinen Schwankungen irgendwie mit der Lufterlektrizität, d. h. dem Potentialgefälle in der Nähe der Erdoberfläche in Zusammenhang stehen, denn diese Grösse hat ein stark lokales Gepräge.

In den Nachtstunden treten bisweilen magnetische Wellen mit einer Periodenlänge von mehreren Minuten auf. Von denselben vermutete Arendt, dass sie mit der Lufterlektrizität in Zusammenhang stehen.

van Bemmelen fand aber in Batavia die meisten Eschenhagenschen Wellen in der Nacht, wogegen in Utrecht wie in Potsdam sie meistens am Tag vorkamen. Sie sind zu Batavia am gewöhnlichsten im Juli, am seltesten im Januar. Dort kamen die Elementarwellen auch am Deklinatorium, nicht aber an der Lloydschen Wage zum Vorschein.

Die magnetischen Wellen könnten nach einigen Forschern vielleicht elektrischen Schwingungen der Erde oder der Sonne entsprechen. Die Periode solcher Schwingungen beträgt aber 0,15 bzw. 17 Sek. und ihre Dämpfung ist sehr gross (3,6), was mit der Natur der Elementarwellen keineswegs übereinstimmt.

Einfluss des Mondes auf die Magnetenadel. Schon früh hat man (Kreil 1841) erkannt, dass der Mond eine Wirkung auf die Magnetenadel ausübt, indem zur Zeit der oberen und unteren Kulmination (Durchgang durch den Meridian) des Mondes die Deklinationsadel auf der nördlichen Erdhälfte ihre grösste westliche Abweichung hat, einen viertel Mondtag ( $24^h 51^m$ ) früher oder später dagegen am weitesten nach Osten ausweicht. Auf der südlichen Halbkugel ist der Gang entgegengesetzt. Die Amplitude ist sehr gering, 20,9'' für Kew, 39,6'' für Toronto, 9,2'' für Peking, 10,5'' für St. Helena, 20,9'' für Capstadt und 18,2'' für Hobarton. Diese halbtägige Periode unterscheidet sich wesentlich von der ganztägigen der Sonnenwirkung. Man ist zu ihrer Erklärung auf eine Art Gezeitenwirkung hingewiesen.

Wie wir oben (S. 892) gesehen haben, übt der Mond in der That auf die Luft eine Gezeitenwirkung derart aus, dass die Luft von allen Seiten zu dem Punkte hinströmt, wo der Mond durch den Meridian geht. Schuster hebt hervor, dass die so entstehenden Luftströmungen elektrische Ströme herbeiführen müssen, die wiederum den beobachteten magnetischen Effekt ausüben könnten. Eigentümlich ist es, dass die Schwankungen im Sommer grösser sind als im Winter, und dass die Nadel an äquatorialen Stationen den Gang mitmacht, welchen die jeweilig von der Sonne mehr bestrahlte Halbkugel zeigt. Danach scheint der Mond nur störend auf die von der Sonne hervorgerufenen Luftströmungen einzuwirken.

Auch auf die anderen magnetischen Elemente übt die Stellung des Mondes einen Einfluss aus. So beträgt z. B. zu Batavia die vom Monde hervorgerufene tägliche Schwankung der Inklination 4'' und diejenige der Horizontalintensität 0,0033 Proz. während diejenige der Deklination 8'' erreicht. Zu Philadelphia soll die Horizontalintensität mit dem Mondtage um 0,025 Proz. ihres Betrages schwanken.

Nach den Berechnungen von van der Stok ändert sich die Ampli-

tude der Schwankung umgekehrt wie die dritte Potenz der Entfernung des Mondes. Diese ändert sich von Erdnähe zu Erdferne im Verhältnis 1:1,07; die dritte Potenz dieser Zahl ist 1:1,225, während die Amplitude der Mondschwankung bei der Erdferne sich zu derjenigen bei der Erdnähe wie 1:1,24 nach Beobachtungen in Trevandrum (Indien) und wie 1:1,23 nach Beobachtungen in Batavia verhält.

Jedenfalls ist die betreffende Schwankung, obgleich schwach, so regelmässig, dass an ihrer Wirklichkeit kein Zweifel entstehen kann. Die dritte Potenz entspricht einer Gezeitenwirkung (vgl. S. 449).

Die Beobachtungen von Batavia scheinen auch eine Einwirkung der Mondphasen auf die Amplitude der mondtäglichen Schwankung anzuzeigen, indem dieselbe bei Neumond und Vollmond grösser ist als beim ersten und dritten Viertel.

Theorieen des Erdmagnetismus. Die einfachste Annahme, um die erdmagnetischen Wirkungen zu versinnlichen, ist diejenige, dass man sie durch einen in der Mitte der Erde gelegenen Magnetstab hervorgerufen denkt. Dieser Gedanke stammt eigentlich schon von Gilbert (1600), welcher sich die Erde als einen grossen Magneten vorstellte. Die Deklination, meinte er, beruhe auf der magnetischen Anziehung der Kontinente, was bald als unrichtig erkannt wurde. Tobias Meyer versuchte die erdmagnetischen Erscheinungen so darzustellen, dass er annahm, ein Magnetstab von der Länge eines siebentel Erddurchmessers liege symmetrisch im Erdmittelpunkt mit der Längsachse nach den erdmagnetischen Polen gerichtet.

Diese Annahme ist jedoch zu einfach, indem nach ihr die magnetischen Meridiane grösste Kreise durch die magnetischen Pole sein müssten. Die magnetischen Pole müssten auch einander diametral gegenüber liegen, was keineswegs der Fall ist.

Die Verbesserung dieser Theorie durch Hansteen, welcher zwei Magnetstäbe im Erdinneren annahm, war auch nicht sehr befriedigend.

Um aller Willkür zu entgehen, berechnete Gauss das erdmagnetische Potential in einem bestimmten Punkte der Erde mit Hilfe einer Reihenentwicklung. Die Reihe war nach dem Sinus und Cosinus der einfachen, doppelten, dreifachen u. s. w. geographischen Breite und Länge des Ortes entwickelt. Die Koeffizienten dieser Reihe wurden aus den Beobachtungen berechnet.

Gauss entwickelte seine Reihe bis zu 24 Gliedern, fand aber, dass die Rechnung nicht in befriedigender Weise den Beobachtungen entsprach. Aus dem erdmagnetischen Potential kann man nämlich durch

Differentiation nach einer gegebenen Richtung, die in dieser Richtung wirkende erdmagnetische Kraft berechnen. Auf diese Weise kann man die nordsüdliche und ostwestliche Komponente der Horizontalintensität, sowie die Vertikalintensität berechnen und somit auch die Deklination und Inklination bestimmen.

Man war nun bestrebt, das empirische Material zu verbessern, wobei Gauss selbst, sowie Weber und Lamont am kräftigsten mitwirkten. In letzter Zeit sind Neuberechnungen von Neumayer aus dem gesamten Beobachtungsmaterial durchgeführt worden und in Karten niedergelegt.

Trotz aller aufgewendeten Mühe musste man anerkennen, dass diese Darstellungsweise nicht den zu stellenden Ansprüchen entsprach.

Später sind Versuche gemacht worden, durch Erhöhung der Zahl der Glieder, eine grössere Annäherung an die Wirklichkeit zu erzielen. So hat Fritzsche nicht weniger als 63 Glieder mitgenommen, wobei er jedoch fand, dass die Übereinstimmung nicht viel besser wurde als mit 48 Koeffizienten. Ferner hat Ad. Schmidt die Gauss'sche Theorie so umgeformt, dass sie für eine ellipsoïdische Erde gilt, anstatt wie früher für eine kugelförmige.

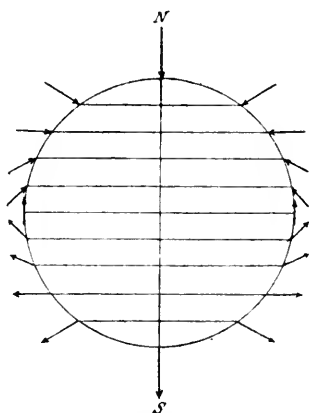


Fig. 301.

Neuere Untersuchungen. Wenn die Erde als eine gleichmässig magnetische Kugel aus Eisen zu behandeln wäre, so würden die Äquipotentiallinien Parallelkreise bilden, deren Ebenen gleich weit von einander entfernt wären. Die Pfeile der Figur 301 zeigen die Grösse und Richtung der Kraft an, welche von der Kugel ausgehend auf eine kleine freischwebende Magnetnadel ausgeübt werden würde. In der That entspricht diese Verteilung sehr nahe dem sogenannten mittleren Zustande der Erde, welchen man erhält, wenn man den Mittelwert des magnetischen Potentials an der Erdoberfläche auf einem bestimmten Breitengrade  $\varphi$  nimmt. Dieses mittlere Potential ist nach von Bezold:

$$V_{\varphi} = -R \, 0,330 \sin \varphi.$$

$R$  bedeutet den Erdradius. Daraus folgt für die horizontale Komponente  $H$ .

$$H = \frac{-dV_{\varphi}}{R d\varphi} = 0,330 \cos \varphi.$$

Die Theorie verlangt, dass die Wirkung dieses Magnetismus genau so gross ist, wie diejenige eines kleinen Magneten vom gleichen magnetischen Moment, welcher im Erdmittelpunkt liegt. Nach einem bekannten Satz von Gauss stellt sich ein kleiner Magnet  $ns$  (Fig. 302) im Felde eines grossen Magneten  $NS$  so ein, dass er gegen einen Punkt  $T$  zeigt, der folgendermaassen bestimmt wird: Man verbindet die Mittelpunkte  $R$  und  $O$  der Magnete und teilt die Verbindungslinie in 3 gleiche Teile, so dass  $OQ = \frac{1}{2} QR$ . In  $Q$  errichtet man  $QT$  senkrecht auf  $OR$ : dann ist der Punkt, in dem  $QT$  die Verlängerung von  $NS$  schneidet, der gesuchte Punkt  $T$ . Der Winkel  $AOR$ , welcher die geographische Breite  $\varphi$  der Nadel  $ns$  darstellt, ist gleich  $OTQ$  und der Winkel  $QTR$  ist gleich der Neigung von  $ns$  gegen den Horizont, also gleich dem Inklinationwinkel  $i$ .  $P$  ist der geographische Nordpol. Nun ist offenbar:

$$QT = QR \operatorname{tg} (90 - i) = QO \operatorname{tg} (90 - \varphi),$$

wo  $i$  den Inklinationwinkel im Punkte  $R$  bedeutet. Da  $2 QO = QR$ , so folgt:

$$\operatorname{tg} i = 2 \operatorname{tg} \varphi.$$

Daraus erhält man die Grösse der vertikalen Komponente  $Z$ :

$$Z = H \operatorname{tg} i = 0,330 \cos \varphi \cdot 2 \operatorname{tg} \varphi = 0,660 \sin \varphi.$$

Das ganze magnetische Moment der Erde berechnet sich aus diesen Daten zu  $8,52 \cdot 10^{25}$  C.G.S. Gauss fand aus seinen Berechnungen  $8,55 \cdot 10^{25}$  C.G.S., was so viel ausmacht, wie wenn in jedem Kubikmeter der Erde 3,5 kg magnetisch gesättigte Stahlmagnete verteilt wären. Diese Magnetisierung erscheint so bedeutend, dass die meisten Forscher die Annahme, dass der Erdmagnetismus von magnetischen Körpern im Erdinneren herrühre, verworfen haben.

Die magnetischen Verhältnisse der Erde entsprechen nur in erster Annäherung dieser einfachen Verteilung des Erdmagnetismus, und man hat ebenso wie für die Temperatur sogenannte Isanomalien gezeichnet, welche die Abweichungen von den aus der angeführten Theorie abgeleiteten Zahlen darstellen.

Auch die nördliche und die südliche Halbkugel zeigen nicht vollkommen gleiche Werte, wie folgende Daten über die mittleren Werte der Horizontal- ( $H$ ) und Vertikalintensität ( $V$ ) längs der 30. und 50. Parallele beweisen:

Breite	$H$	$I$
50° n.	0,19	0,50
30 n.	0,29	0,34
30 s.	0,27	— 0,32
50 s.	0,21	— 0,47

Um die Darstellung dieser Abweichungen und ihre Erklärung haben sich v. Bezold und Bauer grosse Verdienste erworben. Die westliche Halbkugel von etwa 5° e. L. bis 150° w. L. zeigt ein grösseres Potential als das theoretische, die übrigen Erdteile eine dementsprechende negative Abweichung.

Die Isanomalen der Inklination (Isapoklinen) zeigen zwei Centra der grössten Abweichung in der Nähe des Äquators. Das positive Centrum, welches das Nordende der Inklinationsnadel um etwa 29° von der normalen Lage gegen die Erde hinzieht, liegt unter etwa 20° s. Br. und 40° w. L. Das negative Centrum, über welchem das Nordende der Inklinationsnadel um 24° über die normale Lage gehoben wird, befindet sich unter 5° s. Br. und 40° e. L. Diese Centra

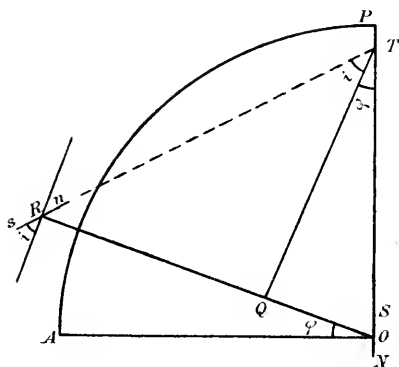


Fig. 302.

sind gewissermaassen als sekundärer Nord- bzw. Süd-Pol zu betrachten. Dem Beispiele Hansteens folgend, zeigt Bauer, dass die erdmagnetischen Erscheinungen durch die Annahme zweier auf einander nahezu senkrecht stehender magnetischen Systeme der zuletzt beschriebenen Art einigermaassen genau dargestellt werden können, wovon das polar gerichtete etwa fünf mal kräftiger als das äquatorial gerichtete entwickelt ist. Diese Annahme entspricht einer Neigung der erdmagnetischen Achse gegen die Erdachse von etwa 10°, während Gauss Rechnungen 12° ergeben.

Bauer hat auch die mittlere sekuläre Veränderung der erdmagnetischen Elemente in den Jahren 1780—1885 als eine Funktion der geographischen Breite (gleichgiltig ob nördlich oder südlich) dargestellt. Er fand folgende Werte der jährlichen Änderung der Deklination und der Inklination in Bogenminuten:

Breite . . .	0	20	40	60°
Deklination .	4,3'	4,8'	6,2'	9,5'
Inklination. .	8,0'	7,2'	5,0'	2,5'.

Eine interessante Beziehung dieser Sekularvariation, welche durch eine Verschiebung des äquatorial gerichteten magnetischen Systemes dargestellt werden kann, zur Sonnenfleckenzahl hat **Moureaux** in den Deklinations-Beobachtungen von Parc St. Maur gefunden. Diese Variation schreitet nämlich in den Jahren mit viel Sonnenflecken schneller vor als in denjenigen mit wenigen, wie folgende Tabelle zeigt:

Jahr	Variation	Sonnenflecke	Jahr	Variation	Sonnenflecke
1883	— 7,20'	1155	1891	— 5,91'	569
1884	— 6,26	1079	1892	— 5,84	1214
1885	— 5,99	811	1893	— 5,88	1464
1886	— 6,12	381	1894	— 5,80	1282
1887	— 5,08	178	1895	— 5,54	974
1888	— 5,12	89	1896	— 5,26	543
1889	— 5,92	78	1897	— 4,79	514
1890	— 5,85	99	1898	— 4,18	420.

Im allgemeinen zeigt die Sekularvariation eine Abnahme mit der Zeit, aber es ist doch deutlich, dass die jährliche Abnahme im Mittel mit den Sonnenflecken wächst.

Auch die sekuläre Veränderung ist der mathematischen Analyse von **Carlheim-Gyllenskiöld** unterworfen worden. Er zerlegte den Ausdruck für das Potential nach Kugelfunktionen in eine Reihe von Gliedern, die von der Latitude  $\varphi$  abhängen und die mit  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  u. s. w. bezeichnet werden mögen. Jedes dieser Glieder wurde wiederum nach Art einer harmonischen Reihe in Glieder nach der Longitude  $\omega$  zerlegt. Durch eine solche Reihe kann jede Verteilung des Erdmagnetismus dargestellt werden, wenn man nur genügend viele Glieder nimmt. Je höhere Multipl. von  $\varphi$  und  $\omega$  die Glieder enthalten, um so weniger wichtig sind sie im allgemeinen. Von jedem dieser Glieder nimmt **Gyllenskiöld** an, dass es eine periodische Funktion der Zeit ist. Die kürzeste von diesen Perioden, 300 Jahre, besitzt das Glied  $Y_{5,3}$ , welches nach den Winkeln  $5\varphi$  und  $3\omega$  entwickelt ist. Dieses Glied ist von geringer Bedeutung,  $Y_{2,2}$  dagegen, das eine Periode von 500 Jahren besitzt, ist sehr wichtig. Diesem Glied entspricht wohl der Hauptsache nach die sekuläre Schwankung der Deklinationsnadel zu Paris, welche 1580

ein Maximum östlicher, 1814 ein Maximum westlicher Abweichung durchlief (vgl. Fig. 284). Die Zeitdifferenz 234 entspricht einer Halbperiode, wonach die ganze Periode 468 oder rund 500 Jahren betragen würde. Von geringerer Bedeutung ist das Glied  $Y_{3,3}$  mit einer Periodenlänge von 700 Jahren. Von den Gliedern erster Ordnung nach  $\omega$  haben das zweite  $Y_{2,1}$  und das dritte  $Y_{3,1}$  ungefähr gleich lange Perioden, 1700 bzw. 1800 Jahren. Sie machen sich in der Wanderung des Durchschnittspunktes der agonischen Linien mit dem Äquator geltend, von welchen der, welcher im Atlanten liegt, in 285 Jahren (1600—1885) einen Bogen von  $63^\circ$  beschrieb ( $8^\circ$  e. L.— $55^\circ$  w. L.). Dies entspricht einem ganzen Umlauf um die Erde in 1630 Jahren. Ungefähr dieselbe Periode, 1670 Jahre, zeigt die Verschiebung des Durchschnittspunktes der Isokline Null mit dem Äquator, dieser Punkt hat nämlich in 185 Jahren (1700 bis 1885) ein Neuntel des Erdumkreises ( $35^\circ$  e. L.— $5^\circ$  w. L.) beschrieben. Schon diese Perioden sind viel zu lang, um noch mit einiger Sicherheit bestimmt werden zu können. Noch mehr gilt dies für die Periode des ersten variablen Gliedes  $Y_{1,1}$ , welche 3100 Jahre umfasst.

Gyllenskiöld hat nun gefunden, dass nicht nur die Richtung der Magnetisierungen, welche durch die einzelnen Glieder  $Y$  dargestellt werden, sondern auch ihre Stärke mit der Zeit sich ändert und zwar nach der gleichen Periode wie die Richtung. Es sieht also nach Gyllenskiöld aus, als ob elektrische Strömungen — vermutlich in der Atmosphäre — eine stetige Ummagnetisierung des Erdkernes senkrecht zur Erdachse verursachen. Die Inhomogenität der Erde bewirkt, dass die Stärke dieser Magnetisierung nach einer Periode schwankt, die derjenigen der Ummagnetisierung selbst gleichkommt. Die Beobachtung von Moureaux (S. 976) spricht sehr für diese Ansicht.

Die Darlegungen von Gyllenskiöld bieten daher nicht nur ein theoretisches Interesse, sondern können auch dazu dienen, von den magnetischen Verhältnissen der Erde in längst entfernten Zeiten eine Vorstellung zu verschaffen. So z. B. kann man mit ziemlicher Sicherheit daraus schliessen, dass der magnetische Äquator nie nördlich von Rom gelegen hat. Dieselbe Ansicht hat auch Fritzsche geäußert. Sie steht im Widerspruch mit den Aufsehen erregenden Schlüssen von Folgheraiter, welcher aus den magnetischen Eigenschaften von etruskischen Vasen hergeleitet hat, dass zur Etruskerzeit (etwa 700 Jahre vor unserer Zeitrechnung) die Inklination in Italien  $2^\circ 29' - 25^\circ 37'$  südlich gewesen ist. Die Vasen sollten nämlich beim Brennen magnetische Eigenschaften angenommen haben, deren Achse

von der noch festzustellenden Lage der Vase und der bisher unbekannten Richtung der magnetischen Kraftlinien abhängt. Der Schluss von Folgeraiter war schon deshalb sehr unwahrscheinlich, weil der jetzige magnetische Äquator sich nicht mehr als  $16^\circ$  vom geographischen Äquator entfernt, und Rom auf  $42^\circ$  n. Br. liegt. Nach Gyllenskiöld war die Inklination zu Rom in der betreffenden Zeit etwa  $48,5^\circ$  nördlich.

In ähnlicher Weise hat man mit Hilfe von bei tertiären Eruptionen gebrannten Thonschichten die Deklination in Auvergne zur Tertiärzeit zu  $7^\circ$ — $9^\circ$  W. bestimmt. Sie ist jetzt  $14^\circ 20'$  W. Solche Beobachtungen versprechen viel Interesse.

Landesvermessungen. Wenn man den Wert der magnetischen Elemente in sehr vielen Punkten eines Landes bestimmt, so findet man, dass dieselben nicht unbeträchtlich von denjenigen abweichen, welche auf den vorhin erwähnten Karten aufgeführt sind. Dieser Umstand beruht auf sogenannten lokalen Störungen und die Abweichung zwischen den nach den magnetischen Weltkarten berechneten und den tatsächlich gefundenen Werten kann als ein Maass der Störung angesehen werden. Als eine Probe möge eine Darstellung der Isogonen in Grossbritannien (Fig. 303) nach den Messungen von Rücker und Thorpe wiedergegeben werden. Neben diesen sogenannten „wahren“ Isogonen sind sehr dicke Linien gedruckt, welche die sogenannten „terrestrischen“ Isogonen darstellen. Diese Linien sind aus den magnetischen Weltkarten genommen und unterscheiden sich durch den nahezu geradlinigen Verlauf von den schlängelnden „wahren“ Isogonen; sie sind als eine Art Idealisierung der Wirklichkeit anzusehen. Der Unterschied zwischen dem wahren und dem von den terrestren Isogonen angegebenen Wert erreicht in diesem Fall nicht mehr als einen halben Grad.

Ebenso unbedeutend sind die Störungen in allen Ländern, wo stark magnetische Gesteinsarten nicht vorkommen. Aber schon Basalthügel und Granitkuppen können recht bedeutende Störungen hervorrufen. So z. B. geht die Isogone von  $9^\circ$  durch die granitreiche Insel Bornholm, einer negativen Abweichung von  $1,3^\circ$  entsprechend. Die Deklination nimmt nach Nordosten (Christiansö) bis auf  $11^\circ$  zu, während sie nach der Karte der terrestrischen Isogonen dahin abnehmen sollte, und sinkt nach Südwesten auf  $8^\circ$ , einer Abweichung von etwa  $2,5^\circ$  entsprechend.

Die erste Anomalie dieser Art, abgesehen von den Störungen in der Nähe von Lagerstätten des Eisenerzes  $Fe_3 O_4$ , welche von alters her mit Hilfe des Grubenkompasses aufgesucht wurden, wurde in den Alpen von Kreil aufgefunden. Ähnliche Störungen zeigen die Karpathen in Ungarn und noch

mehr die grosse Himalayakette nach den Messungen der Brüder Schlagintweit.

Durch das Studium der magnetischen Abweichungen in Japan und Indien gelang es Naumann, eine nahe Beziehung zwischen den Linien der magnetischen Abweichungen und den tektonischen Linien

**Magnetische Landesvermessung von Grossbritannien (1836.0).**

Die terrestrischen (—) und wahren (—) Isoënen.

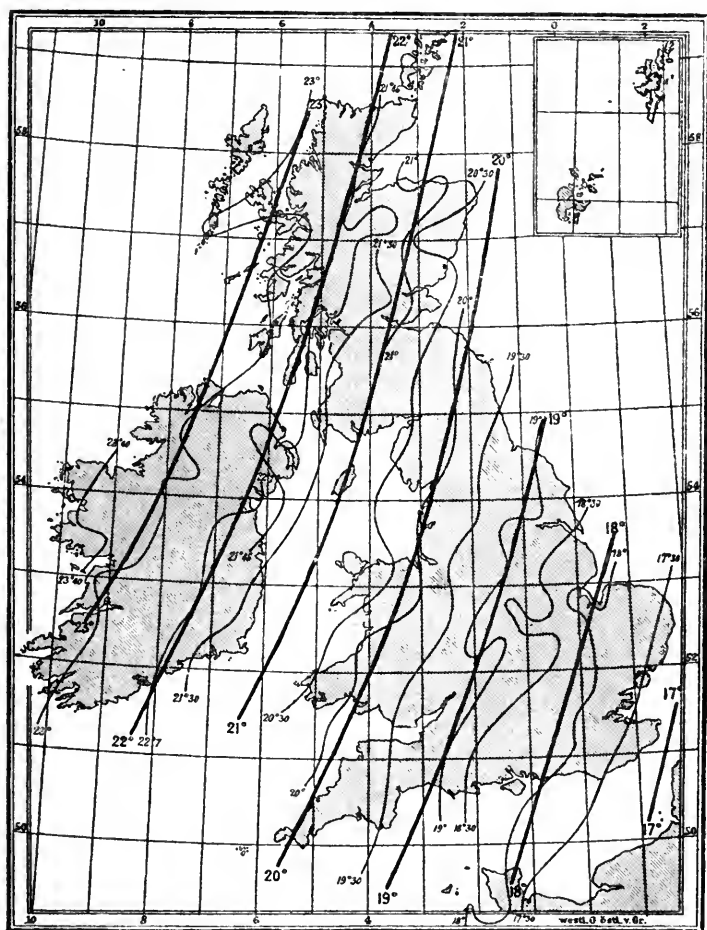


Fig. 303.

der Bergmassive nachzuweisen. Es ist demnach kein Zweifel, dass ein Studium dieser Abweichungen von grossem Nutzen beim Studium des Aufbaues der Erdkruste werden kann.

Noch viel grössere Abweichungen kommen bisweilen in der Nähe von Lagerstätten magnetischer Eisenerze vor. Die Deklination kann an solchen Stellen alle möglichen Werte annehmen, sodass die Abweichung auch  $180^\circ$  erreicht. Diese Einwirkung auf den Magneten haben Wredé und Thalén benutzt, um die ungefähre Lage der Eisenerzstücke zu bestimmen. Auf die Stärke der Abweichung kann man auch Schätzungen betreffs der Mächtigkeit des Erzlagers gründen. Es giebt auch magnetische Inseln, welche grosse Störungen der Magnetnadel verursachen. Am bekanntesten ist wohl Jussarö an der Südwest-Küste Finnlands. Die Abweichung der Deklinationsnadel beträgt daselbst nicht weniger als  $-158^\circ$ , diejenige der Inklinationsnadel  $-17^\circ$ .

Die meisten Eisenerze wie Oxyd (Eisenglanz, Hämatit,  $Fe_2O_3$ ), Karbonat (Eisenspath,  $FeCO_3$ ) und die verschiedenen Hydrate sind, zum Unterschiede vom magnetischen Eisenerz,  $Fe_3O_4$ , nur sehr schwach magnetisch. Die Lagerstätten jener Eisenerze, wie z. B. Eisenerz in Steiermark, wo Karbonate und etwas Hydrate vorkommen, verursachen deshalb nur recht unbedeutende Störungen des Erdmagnetismus.

Abweichungen von nicht allzu bedeutender Grösse kommen ferner bei den meisten oceanischen Inseln vor, wie die Challenger-Expedition nachwies. Diese Inseln bestehen oft aus vulkanischen Auswürfen, die beim Erstarren unter dem Einfluss des Erdmagnetismus eine magnetische Orientierung erhalten haben, sodass das magnetische Südende der Kuppe auf der nördlichen Hemisphäre nach oben zu liegen kam. Auf der südlichen Halbkugel ist es natürlich umgekehrt. Infolgedessen wird im allgemeinen auf der nördlichen Halbkugel das Nordende der Magnetnadel zu der Insel hingezogen bzw. auf der Insel hinuntergezogen. Auf der südlichen Halbkugel gilt dasselbe für das Südende der Nadel.

Ähnliche Abweichungen — bisweilen von so grosser Bedeutung, dass sie für die Schifffahrt gefährlich sind —, kommen auch auf dem Meer vor, so z. B. ausserhalb Cossack in Nordwest-Australien, weit von der Küste, wo eine Abweichung von  $30^\circ$  beobachtet wurde. Andre Fälle von starken Störungen kommen bei den Küsten von Labrador, Madagascar, bei Réunion u. s. w. vor. Man nimmt an, dass sie von grossen Eruptiv-Massiven unter der Meeresfläche verursacht sind.

Ein ähnliches gilt von den grossen eruptiven Gebirgsstöcken im Binnenland. So z. B. kam O. E. Meyer durch das Studium der schlesischen Gebirgsketten zu folgendem Schluss. „In unseren nördlichen Breiten wird jede magnetische Bergkuppe, mit Ausnahme vereinzelt vorspringender Felsen, an ihrer Oberfläche nur magnetische Südpole auf-

weisen können.“ Auch Lamont fand bei seiner Untersuchung über Bayern, dass die Störungen auf eine Verstärkung des Süd-Magnetismus am Orte der Störung zurückgeführt werden konnten.

Elektrische Strömungen zwischen Erde und Atmosphäre. Wenn man einen Magnetpol von der Stärke  $m$  eines biegsamen Magneten rund um einen Strom führt von der Stärke  $J$ , so ist die dabei ausgeführte Arbeit gleich  $4 \pi m J$ . Man kann nun aus den Messungen der magnetischen Elemente die magnetische Kraft in der Richtung der Tangente längs einer geschlossenen Kurve  $s$  an der Erdoberfläche berechnen. Es sei diese Komponente  $x_s$ , so ist die Arbeit beim Herumführen des Magnetpols  $m$  rund um die Kurve:

$$A = \int^s m x_s ds = 4 \pi m J.$$

$J$  ist die Elektrizitätsmenge welche pro Sekunde durch das von der Kurve  $s$  eingeschlossene Stück der Erdoberfläche in die Luft hinausströmt.

Als solche Kurve können wir einen Breitekreis nehmen, z. B. den 60. der nördlichen Halbkugel.  $x_s$  bedeutet in diesem Fall die Westkomponente der Horizontalintensität. Nennt man den Mittelwert dieser Komponente längs dieses Breitegrades  $M$ , so ist, wenn  $R$  den Erdradius darstellt und östliche Richtung als positiv gerechnet wird:

$$4 \pi J = 2 \pi R \cos 60^\circ M; J = \frac{1}{4} R M.$$

$J$  bedeutet die Stromstärke, welche die vom 60. Breitegrade eingeschlossene Kalotte in Richtung von Nord nach Süd durchläuft.

Auf dieselbe Weise kann man die Stärke des Stromes berechnen, welche die vom 55. Breitegrad eingeschlossene Kalotte durchläuft. Der Unterschied zwischen diesem Wert und dem vorhin erhaltenen giebt die Elektrizitätsmenge, welche parallel der Erdachse in der Zone zwischen  $55^\circ$  n. Br. und  $60^\circ$  n. Br. von Nord nach Süd fließt.

Eine solche Rechnung wurde von Ad. Schmidt durchgeführt, wobei er die von Neumayer ausgearbeitete Karte (Fig. 283) für das Jahr 1885 benutzte. Sie führte zu dem Resultat, dass auf der nördlichen Halbkugel, besonders in mittleren Breiten (um  $50^\circ$ ) Ströme aus der Erdoberfläche in die Luft hinaufsteigen, um von da in niedrigen Breiten zur Erde zurückkehren. Auf der südlichen Halbkugel herrschen ähnliche Verhältnisse, indem die Elektrizität in den polarnahen Gegenden hinaufströmt und am Äquator wieder hinuntersinkt. Die Stärke des Stromes durch die vom 40. nördlichen Breitegrad eingeschlossene Kalotte sollte

nach der Berechnung von Ad. Schmidt  $3,5 \cdot 10^6$  Amp. betragen, einer Stromstärke von 0,04 Amp. pro  $\text{km}^2$  entsprechend.

Bauer, der eine ähnliche Berechnung ausgeführt hat, findet, dass nördlich vom 45. nördlichen Breitengrad  $3,8 \cdot 10^6$  Amp. von der Erdoberfläche in die Höhe steigen, dass dagegen in der Zone zwischen  $45^\circ$  n. und  $45^\circ$  s. Br. ein Strom von  $6,5 \cdot 10^6$  Amp. aus der Luft zur Erdoberfläche heruntersinkt, woraus folgt, dass der aufsteigende Strom südlich vom  $45^\circ$  s. Br.  $2,7 \cdot 10^6$  Amp. beträgt. Die Verteilung der Ströme ist nicht symmetrisch um den Äquator. Die Stromstärke zwischen den nachstehenden Breitengraden hat nach Bauer folgende Werte in  $10^{-3}$  Amp. pro  $\text{km}^2$ :

Breite	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60° n. Br.
Stromstärke	36	-20	-22	-54	-74	-68	-38	-20	6	125	164	154	$10^{-3}$ Amp.

Eine ähnliche Berechnung, die vom  $40^\circ$  und  $60^\circ$  n. Br.,  $10^\circ$  w. L. und  $30^\circ$  ö. L. eingeschlossenen Fläche, also den grösseren Teil Europas umfassend, wo die genauesten Messungen ausgeführt sind, führt zu dem Schluss, dass die Stärke des daselbst aufsteigenden Stromes etwa 0,14 Amp. pro  $\text{km}^2$  beträgt.

Rücker hat die ausserordentlich genaue Ausmessung des britischen Reiches zu ähnlichen Rechnungen benutzt; er fand aber kein Anzeichen eines Stromes in der einen oder anderen Richtung. Zu ähnlichen Resultaten kamen betreffs Schweden Carlheim-Gyllenskiöld, betreffs Österreich Liznar. Die Elektrizitätsströmung zwischen Erde und Luft scheint demnach etwas zweifelhaft zu sein.

Die Stärke des magnetischen Feldes nimmt mit steigender Höhe ab. Nimmt man einen centralen Magneten an, so sollte diese Abnahme nach der dritten Potenz der Entfernung vom Mittelpunkt, d. h. um etwa 0,05 Proz. pro km, erfolgen. Sie ist jedoch ausserordentlich viel schneller, wie die Messungen zeigen. Die ersten solchen wurden im Luftballon von Gay-Lussac und Biot ausgeführt. Die Genauigkeit der erlangten Resultate war viel zu gering, um daraus Schlüsse zu ziehen.

Kreil führte dagegen Beobachtungen im Gebirge der Alpen aus und verglich dieselben mit den Beobachtungen in nahegelegenen Thälern. Ähnliche Messungen wurden von Moureaux in den Pyrenäen ausgeführt. Die gefundenen Werte sind sehr unregelmässig und ergeben sogar bisweilen eine Zunahme des Magnetfeldes mit der Höhe. Als Mittel der an 7 Alpenstationen von Kreil ausgeführten Messungen findet man eine Abnahme um 0,3, als Mittel der drei Beobachtungen

in den Pyrenäen eine solche von 0,4 Proz. pro km. Die vielen Unregelmässigkeiten zeigen, dass ein bedeutender Teil der beobachteten Erscheinung auf lokale Störungen zurückzuführen ist, was die Bearbeitung dieser Ziffern stark erschwert.

Liznar hat jedoch eine solche Bearbeitung von neueren Messungen ausgeführt und ist zu dem Schluss gekommen, dass die Westkomponente des Erdmagnetismus mit der Höhe zunimmt, wogegen die anderen Komponenten abnehmen und zwar etwa dreimal so schnell, als man nach der Theorie zu erwarten hätte. Um dies zu erklären, kann man in den unteren Luftschichten elektrische Ströme annehmen, die von W nach E und etwas von N nach S fliessen.

In der That fliesst ein Luftstrom von dieser Richtung in den mittleren und unteren Luftschichten — wenn man von den allerniedrigsten abieht (vgl. S. 689). Da dieser Wind positive Elektrizität mitführt, so ist die Annahme eines gleich gerichteten elektrischen Stromes wohl begründet.

Magnetische Wirkungen des Sonnen- und des Erd-Körpers. Oben haben wir nach A. Schuster als die mutmaassliche Ursache der täglichen Schwankung der Magnetnadel eine elektrische Strömung oberhalb der Erdoberfläche angegeben. Man könnte aber erst die Vermutung prüfen, ob nicht eine Magnetisierung der Sonne genügen würde, die Beobachtungen zu erklären.

Wenn  $A^1$  die Magnetisierung pro  $m^3$  der Sonne,  $A$  diejenige der Erde,  $R$  die Entfernung und  $r$  den Halbmesser der Sonne bedeuten, so gelten für die Feldstärke  $F^1$ , welche von der Sonne herrührt und diejenige  $F^e$ , welche von der Magnetisierung der Erde am Äquator erzeugt wird, folgende Formeln:

$$F^1 = \frac{8}{3} \pi A^1 \left(\frac{r}{R}\right)^3; \quad F^e = \frac{4}{3} \pi A.$$

Nun ist  $F^e$  ein Minimum der  $F$ -Werte der Totalintensität, folglich wird:

$$\frac{F^1}{F} < \frac{A^1}{4A} \left(\frac{2r}{R}\right)^3 < 2 \cdot 10^{-7} \frac{A^1}{A},$$

nachdem  $2r : R$  den Wert 1 : 107.6 besitzt. Danach würde die Schwankung des erdmagnetischen Feldes zufolge der Einwirkung der Sonne immer unter dem zuletzt geschriebenen Wert bleiben. Da man nun tägliche Schwankungen desselben von der Grösse  $3 \cdot 10^{-3}$  beobachtet, so müsste die Magnetisierung  $A^1$  der Sonne diejenige  $A$  der Erde um etwa den 15000fachen Betrag übersteigen. In jedem Kubikmeter der Sonne müsste

demnach ebensoviel Magnetismus befindlich sein, wie in etwa 50 000 kg magnetisch gesättigten Stahlmagneten, d. h. die Sonne müsste 7,5 mal so stark magnetisiert sein wie der am kräftigsten magnetisierte Stahl. Dieser Wert scheint so gross, dass man allgemein die Hypothese verlassen hat, dass die Sonne, wenn sie auch von den stärksten Strömen umkreist wäre, durch magnetische Fernwirkung die täglichen Schwankungen des Erdmagnetismus hervorbringen könnte. Es wäre aber trotzdem sehr verfrüht, überhaupt den Einfluss der Sonne auf den Erdmagnetismus für nur scheinbar erklären zu wollen (vgl. S. 135).

In derselben Weise kann man mit besserem Erfolg die Wirkung der Erde als der Hauptsache nach von magnetischen Massen in ihrem Inneren herrührend erklären. Wir haben oben gesehen, dass die Erde eine Eigenladung besitzt. Nehmen wir an, die normale Ladung der Erdoberfläche sei so gross, dass sie einem Potentialgefälle von 300 Volt pro Meter, d. h. einer elektrostatischen Einheit pro Meter entspreche, so ist nach S. 881 die Erdladung  $\mu = -1 : 4 \pi \cdot 100$  elektrostatische Einheiten oder  $2.6 \cdot 10^{-14}$  elektromagnetische Einheiten pro  $\text{cm}^2$ . Da weiter die mittlere Geschwindigkeit der Erde 296 m pro Sek. beträgt, so entspricht dies einer Stromstärke für jeden Centimeter eines Erdmeridians von  $7,7 \cdot 10^{-10}$  elektromagnetischen Einheiten, d. h.  $7,7 \cdot 10^{-9}$  Amp. Für jeden km hätte man also eine Stromstärke von  $7,7 \cdot 10^{-4}$  Amp. oder längs des ganzen Erdquadranten von nur 7,7 Amp. Auch mit Zuhilfenahme der Magnetisierung eines inneren Eisenkernes in der Erde würde man nur zu Werten gelangen, die viel geringer wären als die thatsächlich beobachteten. Die Richtung der Magnetisierung würde aber mit der wirklich existierenden übereinstimmen.

Nach unseren jetzigen Kenntnissen hat man nicht mit der Ladung der Erdkruste zu rechnen, denn sie wird ungefähr von derjenigen der niederen Luftschichten aufgehoben, sondern man müsste die negative Ladung der höchsten Luftschichten in die Rechnung einführen. Wie gross aber diese ist, lässt sich noch nicht schätzen, nur hat man berechnete Gründe zu vermuten, dass sie diejenige der Erdoberfläche mehrere mal übertrifft. Vielleicht kann sie auch genügend gross sein, um die Magnetisierung der Erde zu erklären.

Erdströme. Als die Telegraphenlinien errichtet wurden, musste man bald bemerken, dass das telegraphische Drahtnetz bisweilen von elektrischen Strömen durchflossen wird, welche so kräftig sind, dass sie die telegraphischen Signale vollkommen unkenntlich machen. Dies geschieht teils bei Gewittern zufolge von Entladungen

oder Induktionsströmen im Drahtnetz, teils aber auch bei anderen Gelegenheiten, wenn Gewittererscheinungen nicht in merklichem Grade hervortreten.

Matteucci beobachtete zuerst das Auftreten von heftigen telegraphischen Störungen bei einem starken Nordlicht am 27. Oktober 1848. Er studierte danach die Ströme, welche in Drähten entstehen, deren beide Enden durch zwei Endplatten mit der Erde in Kontakt stehen.

Ganz anders richtete Barlow seine Versuche ein, indem er keine Erdleitung benutzte, sondern die Ströme in einer geschlossenen Drahtschlinge studierte (1849). In diesem Fall können keine anderen Ströme zustande kommen als diejenigen, welche durch Änderung der auf der Fläche der Schlinge senkrechten Komponente des Erdmagnetismus entstehen.

Seitdem kann man zwei leitende Ansichten in den Arbeiten auf diesem Gebiet vorfinden, indem einige Forscher, darunter Lamont, geneigt sind, die Erdströme, d. h. die vermittels zwei Kontaktplatten aus der Erde abgezweigten Ströme als Ursache der Störungen des Erdmagnetismus anzusehen, andere dagegen die Schwankungen des Erdmagnetismus als Ursache der Erdströme betrachten.

Man hat in dieser Hinsicht ebenso wie bei den magnetischen Schwankungen zwischen heftigen Störungen und den langsamen regelmässigen Schwankungen zu unterscheiden. Bei der Beurteilung der letzteren müssen die ersteren aus dem statistischen Material ausgeschieden werden.

Was erst die Störungen betrifft, so sind sie am häufigsten in nordlichtreichen Jahren. So z. B. giebt Preece die Jahre 1859–60, 1872 und 1883 als durch ungewöhnlich heftige Störungen charakterisiert an. Sie entsprechen den Sonnenfleckenmaxima in den Jahren 1859, 1870 und 1883. Nach Preece sind auch wahrscheinlich die Störungsströme parallel der Linie gerichtet, welche die Mittelpunkte der Erde und der Sonne verbinden. Sie treten vollkommen gleichzeitig über der ganzen Erde auf und gleichzeitig mit den grossen magnetischen Stürmen und Polarlichtern. Die Störungen können sehr grossen elektromotorischen Kräften entsprechen, so z. B. erreichten diese auf 500–600 km langen Linien in Frankreich während der Nordlichttage 29. Aug.—3. Sept. 1859 nicht weniger als 700 bis 800 Volt, d. h. etwa 1,37 Volt pro km. Die Potentialdifferenzen sind nämlich im allgemeinen der Entfernung der Endplatten proportional. Ähnliche Grössen, 1,1 Volt pro km, beobachtete man in England am 31. Jan. 1881. Nach Cleveland Abbe soll man sogar in Amerika auf der Linie New York-Elisabeth, welche jedoch nur 20 km lang ist und durch grosse Centren der elektrischen Industrie

läuft, am 16. Juli 1892 Potentialdifferenzen von 9 Volt pro km beobachtet haben.

Airy hat auf zwei 12 bzw. 16 km langen Linien, die in Greenwich endeten, in den Jahren 1865 bis 1867 die Störungen durch Erdströme gemessen und daraus geschlossen, dass sie magnetische Störungen hervorbrachten und nicht umgekehrt. Einige Fälle kamen jedoch vor, in welchen die beiden Arten von Störungen nicht gleichzeitig eintrafen. Ellis hat diese Untersuchungen an einigen besser gelegenen Linien fortgesetzt und ist zu demselben Schluss gekommen. Die Eintritts-Zeiten der beiden Erscheinungen unterschieden sich nicht um mehr als 3 Min., was innerhalb der Beobachtungsfehler lag.

Zu dem entgegengesetzten Schluss kam Blavier bei seiner Untersuchung der Störungen in einigen Telegraphenlinien, die von Paris ausgehen. Er sah die magnetischen Störungen als primär an; seine Ansicht wird jedoch von Moureaux, der neuere Untersuchungen in Frankreich angestellt hat, nicht unterstützt.

Die ausführlichsten Untersuchungen der Erdströme sind von Weinstein ausgeführt worden. Sie betreffen die Strömungen, welche in den Linien Berlin—Dresden (120 km in fast nord-südlicher Richtung) und Berlin—Thorn (262 km in fast west-östlicher Richtung) von registrierenden Galvanometern aufgeschrieben wurden. Dabei sind die „unruhigen“ Tage ausgeschlossen; jedoch blieben zur Bearbeitung 5000 Aufzeichnungen übrig.

Es wurde erst ein konstanter Strom in der Leitung beobachtet, welcher der Differenz der Mittelwerte des Potentials der Endplatten an den drei Stellen entspricht. Diesen konstanten Strom sieht Weinstein als ganz zufällig an, indem er von der Natur der Erdplatten abhängen soll, und in der That änderte sich dieser Strom bei einer Änderung der Erdplatte in Berlin. Es mag jedoch wohl sein, dass ein Teil des konstanten Stromes nicht von Ungleichheiten der Erdplatten herrührt, sondern von ihrer Lage, da man im Gebirge gefunden hat, dass der Erdstrom von niedrigen nach hoch gelegenen Orten fließt. So z. B. fand Brander, dass der Strom immer von Airolo zu dem 950 m höher gelegenen Hospiz auf St. Gotthard fließt. Die Potentialdifferenz zeigte ein flaches Maximum um 5<sup>h</sup> Vorm. und war stärker in der Nacht als am Tag. Brander benutzte als Elektroden amalgamierte Zinkstücke, die in porösen, mit Zinksulfatlösung gefüllten Thongefäßen standen, sodass keine merkliche Potentialdifferenz zwischen verschiedenen Elektroden vorkam.

Eine grosse Regelmässigkeit zeigte der tägliche Gang des Erdstromes zu Berlin, welcher durch die Kurve Fig. 304 dargestellt ist. Der Strom in ost-westlicher Richtung zeigt genau denselben Gang wie derjenige in süd-nördlicher, nur ist seine Schwankung etwa 2,5 mal geringer. Ein erstes unbedeutendes Minimum der süd-nördlichen Komponente (beinahe gleich dem Mittelwert Null) tritt um 3 Uhr Vorm. ein, danach steigt die Stromstärke auf ein sekundäres Maximum um 7 Uhr Vorm., passiert die Null-Lage um 8<sup>h</sup> 15<sup>m</sup> Vorm. und erreicht das Hauptminimum um 11<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> Vorm. Von da ab steigt die Stromstärke schnell, passiert um 2<sup>h</sup> 15<sup>m</sup> Nachm. die Null-Lage und um 4<sup>h</sup> 20<sup>m</sup> Nachm. das Hauptmaximum. Von

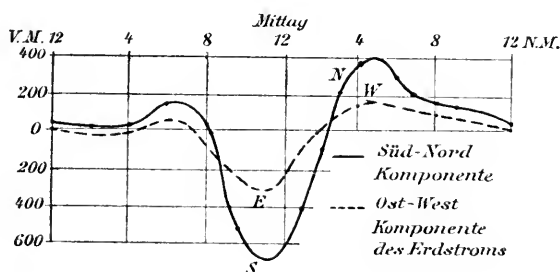


Fig. 304. Tägliche Schwankung der beiden Komponenten des Erdstroms zu Berlin nach Weinstein.

da ab sinkt sie ziemlich regelmässig mit einer kleinen Einbiegung um 7<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> und einer kleinen Ausbuchtung um 9<sup>h</sup> 15<sup>m</sup> auf das Nachtdminimum um 3 Uhr. Die Schwankung der ost-westlichen Strömung ist derjenigen der süd-nördlichen um etwa eine halbe Stunde voraus, sodass die Extremwerte bei jener etwas früher eintreffen. Die Schwankungskurve zeigt eine grosse Ähnlichkeit mit derjenigen der Deklination, aber noch mehr mit derjenigen der Totalkraft des Erdmagnetismus (vgl. Fig. 295).

Die tägliche Schwankung, ausgedrückt als Abweichung vom Mittelwert der totalen Stromstärke, welche aus den beiden Komponenten zusammengesetzt ist (vorderste Kolumne), zeigt sich in der folgenden Tabelle:

Vormittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Winter	149	-125	-64	-39	-35	-51	-93	-94	-24	-18	-93	+45 208
Frühl.	263	-245	-242	-253	-246	-227	-201	-94	-10	-73	-50	+319 605
Sommer	321	-215	-223	-209	-193	-143	-67	-80	-195	-65	+233	486 581
Herbst	250	-168	-203	-232	-241	-231	-186	-131	-127	-108	+118	392 533

Nachmittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Winter 149	+244	121	—83	—38	+38	30	6	15	47	60	16	—76
Frühl. 263	+566	266	—174	—62	+213	174	68	—4	—33	—67	—133	—209
Sommer 321	+443	134	—227	—41	+149	219	149	14	—132	—202	—214	—222
Herbst 250	+430	111	—160	+116	233	184	65	—26	—68	—81	—98	—129

Sehr charakteristisch ist der Stillstand in der Nacht, „die Änderungen der Stromstärke in den Nachtstunden können, an den Aufzeichnungen selbst, nur bei grosser Sorgfalt in der Ablesung überhaupt konstatiert werden“.

Ebenso auffällig ist die Jahresschwankung in der Stromstärke. Sie beträgt im Mittel:

Im Frühling	Sommer	Herbst	Winter
263	321	250	149

in willkürlichen Einheiten.

Der tägliche Gang ist in grossen Zügen qualitativ derselbe im ganzen Jahr. Nur verflachen sich die Abend- und Nachtschwankungen im Sommer, wogegen die primären Tageswellen im Winter am schwächsten entwickelt sind. Die Eintrittszeiten der Extremwerte am Tag schieben sich im Sommer gegen die Auf- und Untergangszeit der Sonne auseinander. Wie die magnetischen Schwankungen sind also auch diese von dem Gang der Sonne abhängig.

In quantitativer Hinsicht ist dagegen die Stromschwankung recht verschieden in den verschiedenen Jahreszeiten. „Das Hauptmaximum der Stromentwicklung fällt offenbar auf die Mitte zwischen März und April, ungefähr auf das Frühlings-Äquinoktium, darauf folgt ein sekundäres Maximum zwischen Juni und Juli, also etwa um die Sommersonnenwende, ein weiteres, noch geringeres Maximum zwischen September und Oktober, vielleicht mit der Herbst-Tag- und -Nachtgleiche zusammenfallend. Das Hauptminimum findet sich im Dezember und zwar ist dieses Minimum auffallend geringfügig.“ Die täglichen Maximalwerte der Stromstärke sind in folgender Tabelle wiedergegeben, sie erinnern an den jährlichen Gang der Störungen der magnetischen Elemente (vgl. S. 966):

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
431	586	771	<b>1062</b>	928	856	<b>920</b>	844	792	747	454	296	741

Die Richtung des Stromes fällt im Mittel in das Sonnenvertikal, obgleich grosse Abweichungen vorkommen; dieselben sind am geringsten im Sommer, wenn die Sonnenwirkung am kräftigsten ist. Besonders

gering ist die Abweichung in den Stunden um Mittag, wenn die Stromstärke ihr Maximum bzw. Minimum durchläuft, und um Mitternacht.

Die Daten für den Sommer mögen dies näher beleuchten. Die Ziffern geben den Unterschied an zwischen dem Azimut der Richtung des Erdstromes und demjenigen der Sonne.

Vormittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Unterschied	—2	—21	—39	—59	—71	—78	—79	—52	+34	38	27	9 <sup>0</sup>
Nachmittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Unterschied	—15	—37	—12	+78	71	61	49	36	19	12	13	8 <sup>0</sup>

Diese regelmässigen Schwankungen eignen sich viel besser als die Störungen, um zu entscheiden, ob die Erdströme die magnetischen Schwankungen verursachen oder umgekehrt. Wenn nämlich die erste Alternative richtig ist, so müssen die magnetischen Elemente, von welchen Weinstein besonders die Vertikalintensität (in Wien) untersuchte, ihre Extremwerte durchlaufen, wenn die Stärke des Erdstromes Maxima besitzt. Ist dagegen die andere Alternative die richtige, so muss der Erdstrom Maxima zeigen gleichzeitig mit dem ersten Differentialquotienten, oder mit anderen Worten mit der grössten Ab- oder Zunahme pro Zeiteinheit in den magnetischen Elementen.

Weinstein findet nun, dass betreffs der Vertikalintensität die zweite Alternative in direktem Widerspruch mit der Erfahrung steht, welche dagegen im allgemeinen sehr gut mit der ersten Alternative übereinstimmt. Auch die Horizontalintensität zeigt in grossen Zügen eine Übereinstimmung mit der Stärke des Erdstromes. Abweichungen zwischen diesen beiden Grössen können in einigen Fällen erklärt werden. Weinstein kommt zuletzt zu dem Schluss, „dass wenigstens ein Teil der an den Magnetometern beobachteten Variation nur scheinbar den Erdmagnetismus selbst betrifft, in Wahrheit aber auf Änderungen des Erdstromes beruht“.

Eigentümlich genug fand Battelli, der sehr umfangreiche Messungen über den Erdstrom in Italien ausführte, keine Übereinstimmung im Gang der Vertikalintensität und des Erdstromes (im Gegensatz zu Weinstein). Vielmehr entsprach die nord-südlich gerichtete Komponente des Erdstromes Änderungen der Deklination und die ost-westliche Komponente Änderungen der Horizontalintensität. Die Änderungen der Stärke des Erdstromes gehen nach Battelli denjenigen des Erdmagnetismus um einige Minuten voran. (Die von anderen Beobachtern konstatierte Gleichzeitigkeit ist wahrscheinlicher.) Wenn die

Erdströme symmetrisch um den Beobachtungsort verteilt sind, so haben sie keinen Einfluss auf die Vertikalintensität, wie Battelli beobachtet hat. In Gebirgsländern mag das anders sein.

Bei Erdbeben werden häufig die magnetischen Instrumente beunruhigt, auch wenn sie sehr weit von dem Centrum der Erschütterung aufgestellt sind. Einige, wie v. Bezold, haben die Ansicht ausgesprochen, dass diese Störungen nur auf mechanische Erschütterungen zurückzuführen sind. Andere meinen, dass bei den Erdbeben wirkliche Erdströme entstehen, die auf die Magnete einwirken. In der Nähe der vulkanischen Ausbruchsstellen wurden häufig starke Schwankungen der Magnetnadel beobachtet, wie zuletzt bei den Ausbrüchen des Mt. Pelée auf Martinique (1902).

Um diese Frage zu entscheiden, hing Moureaux einen Kupferstab auf, der dem Bifilarmagnetometerstab ähnlich eingestellt wurde. Während nun dieser beim Erdbeben in sehr deutliche Schwingungen geriet, war bei dem Kupferstab gleichzeitig nichts davon zu spüren. Diese Beobachtung spricht sehr zu Gunsten der Ansicht, dass die Erdbebencentren elektrische Strömungen aussenden, die weithin fühlbar sind. So z. B. hat das Bifilarmagnetometer zu Parc St. Maur ein Erdbeben bei Calcutta am 12. Juni 1897, dasjenige in Potsdam das grosse japanische Erdbeben vom 22. März 1894 registriert.

Es ist aber auch vorgekommen, dass heftige Erdstösse in Frankreich stattfanden, z. B. am 2. September 1896, als die nördlichen Departemente Pas-de-Calais, Somme und Nord, sowie Belgien von einer heftigen Erderschütterung heimgesucht wurden, ohne dass die magnetischen Instrumente in Parc St. Maur etwas angegeben hätten. Auch dieser Befund giebt einen Wahrscheinlichkeitsbeweis gegen die Ansicht, dass die mechanischen Erschütterungen in ähnlichen Fällen ausschlaggebend sind. Dagegen kann man sich wohl vorstellen, dass tektonische Erdbeben vorkommen können, die zu keinen nennenswerten elektrischen Störungen Anlass geben.

---

## Personenregister.

- Abbe, Cleveland 985.  
 Abercromby 710. 722.  
 Abney 853. 876.  
 Accademia del Cimento, Florenz 557.  
 Adams 197.  
 Adam von Bremen 392.  
 Adhémar 273.  
 Adsigerius 926.  
 Aimé 382.  
 Airy 251. 252. 454. 842. 986.  
 Aitken 485—489. 636. 639. 654.  
 Albrecht 271.  
 Al Mamun 236.  
 Amagat 333.  
 Amsler (-Laffon) 382. 876.  
 Anderlini 117.  
 Andersson 566.  
 André 887.  
 Andrée 481. 920.  
 Angelot 312.  
 Angot 515—517. 602. 671. 721. 724. 798.  
 Ångström, A. J. 530. 909.  
 Ångström, K. 170. 496—499. 504. 505.  
 Antoine 437.  
 Antoniadis 181. 182.  
 Arago 282. 517. 773. 830. 868—870. 873.  
 948. 954. 962.  
 Archibald 142. 864. 865.  
 Arctowski 914.  
 Arendt 970.  
 Argelander 9. 11. 21.  
 Aristarch 70. 240. 269.  
 Aristoteles 234. 473. 844. 859.  
 Armstrong 480.  
 Arrhenius 149. 516. 747. 792. 892. 894.  
 916. 968.  
 Arwidson 383.  
 Aschkinass 170.  
 Assmann 485. 487. 544. 589. 619. 637.  
 638. 641.  
 Aubin 482.  
 August 618.  
 Auwers 16. 61.  
 Babinet 784. 840. 871.  
 Backlund 120.  
 v. Baer 267. 425.  
 Baille 248.  
 Baillie 349.  
 Baily 248.  
 Bakhuyzen 33.  
 Bale 16.  
 Balmer 44.  
 Baltzer 336.  
 Barlow 985.  
 Barnard 193. 196. 198. 199.  
 Barral 803.  
 Barrow 936.  
 Bartlett 385.  
 Bartoli 497.  
 Barus 654.  
 Baschin 608. 609. 887.  
 Batchelder 515. 562. 747.  
 Battelli 989.  
 Bauer 960. 975. 982.  
 Beaufort 670. 671.  
 van Bebbber 670. 717.  
 Becquerel, H. 543. 870.  
 Belli 619.  
 van Bemmelen 971.  
 Benndorf 883. 886. 889.  
 Benzenberg 265.

- Berberich 203. 207.  
 Berget 250.  
 Bergman 859. 911.  
 Bergsma 788. 914.  
 Berthelot 911.  
 Bessel 16. 49. 207. 208. 245. 456. 879.  
 Bessels 918.  
 Beudant 813.  
 v. Bezold 148. 149. 586. 587. 633. 792.  
     806. 859. 863. 874. 876. 955. 957. 965.  
     968. 973. 975. 990.  
 Bidwell 654.  
 v. Biela 209.  
 Biot 840. 982.  
 Birkeland 970.  
 Birkner 801.  
 Bishop 863. 864.  
 Bixio 803.  
 Bjelopolsky 16. 24. 81.  
 Bjerknes 736. 740. 743. 744.  
 Blackwell 435.  
 Blake 894.  
 Blanford 733.  
 Blavier 986.  
 Bock 654.  
 Böddiker 581.  
 Bode 88.  
 Boltzmann 161.  
 Bond 93.  
 Borda 941.  
 Börnstein 887. 892.  
 Borough 927. 932. 951.  
 Bouguer 238. 250. 255. 258. 261. 849.  
 Bouilla 216.  
 Bourdon 546.  
 Bourgeois 201.  
 Boussingault 482. 805.  
 Boyle 123. 590.  
 Boys 249.  
 Bradley 11. 14. 15. 20. 47. 270.  
 Brahe, Tycho 13. 60. 71. 72. 142. 240.  
     566. 567.  
 Brakenhoff 879. 880.  
 Branco 312.  
 Brander 986.  
 Brandes 606.  
 Braun 249.  
 Bravais 580. 844. 866. 912.  
 Bredichin 207.  
 Breitenlohner 655.  
 Brenner 181.  
 Brewster 870. 871.  
 Broch 256. 257. 598.  
 Brooke 349.  
 Brorsen 202. 210.  
 Broun 954. 968.  
 Brückner 345. 397. 570. 571.  
 Brunner 936.  
 Bruno, Giordano 240.  
 Bryan 175. 224.  
 Buchan 557. 562. 608.  
 Buchanan 362.  
 Budde 832.  
 Bunsen 416. 566. 583.  
 Busch 870. 871. 873.  
 Buys-Ballot 679. 681. 818.  
 Cadenat 776.  
 le Cadet 887.  
 Cagni 391.  
 Cahours 613.  
 Campbell 37. 46. 47. 50. 58. 62. 175.  
 Cancani 331. 891.  
 Canton 948. 952.  
 Capron 911.  
 Carlheim-Gyllenskiöld s. Gyllenskiöld.  
 Carlini 250.  
 Carnot 756.  
 Carrington 96. 123. 127—129. 137.  
 Cartesius s. Descartes.  
 Cassini 196. 238.  
 Cavendish 248.  
 Celsius 137. 917. 948. 954. 963.  
 Cerulli 191.  
 Challenger-Expedition 363—365. 371.  
     392. 950. 980.  
 Chandler 58.  
 Chatterton 670.  
 Chauveau 891.  
 Chevandier 815.  
 Christiansen 172. 512. 518.  
 Clairaut 242. 259.  
 Clapeyron 582. 597.  
 Clarke 49. 239. 250.  
 Clausius 499. 853.  
 Clayden 644.  
 Claypole 337.  
 Clayton 644. 698. 757.

Coaz 401.  
Coffin 681.  
Colladon 804. 813.  
Collie 911.  
Columbus 234. 924. 932.  
Comoy 463.  
Copernicus s. Kopernikus.  
Cornu 248. 501. 502. 847. 873. 877.  
Cotte 916.  
Coulter 486.  
Coulomb 894. 895.  
Coupvent des Bois 437.  
Croll 190. 273. 275. 509.  
Crova 494. 497. 507. 618. 637. 877. 878.  
Czermak 898.

Dalibard 772.  
Dalton 595.  
Daniell 618.  
Darwin, Ch. 288. 472.  
Darwin, G. H. 282. 283. 452. 460.  
Daubrée 157. 435.  
Defforges 245.  
De la Coudamine 238.  
De la Rive 484.  
De la Rue 98. 134.  
Delezenne 870.  
Dellmann 881. 883.  
Denning 192.  
Descartes 590. 835. 842.  
Deslandres 95. 104. 119. 126. 192. 911.  
Dewar 911.  
Dickson 731.  
Dieterici 583. 612. 613.  
Dines 637. 641.  
Dittmar 360.  
Doberck 706. 708.  
de Dominis 835.  
Donati 205.  
Doppler 28.  
Douglass 199.  
Dove 512. 513. 562. 659. 701. 733.  
Draper 101.  
Dubois, Eug. 287.  
Duchemin 669.  
Dufour 568. 622.  
Duhil de Benazé 442.  
Dunér 24. 55. 56. 124. 126. 147.  
Dunker 426.

Duparc 400.  
Duperrey 932. 944.  
Dutton 310. 320. 327. 339. 641.  
  
Ebelmen 477.  
Ebert 446. 447. 896—898. 900. 901.  
Edelmann 616.  
Egede 568. 569.  
Ekama 580.  
Ekholm 123. 132. 149. 187. 276. 284. 286.  
338. 340. 475. 566. 568. 569. 736.  
755. 792. 851. 892. 916. 968.  
Ekman 387.  
Ellis 955. 956. 961. 966. 986.  
Elster 774. 786. 897. 898.  
Elster und Geitel 886. 887. 894—897.  
899—901.  
Encke 196. 206.  
Engelmann 33.  
Eötvös 249. 262.  
Eratosthenes 235. 236.  
Erdmann 435.  
Ericson 130.  
Erk 556. 779.  
Eschenhagen 944. 969. 970.  
Espy 724.  
Euler 270.  
Evershed 98. 107. 120.  
Ewers 901.  
Exner, F. 661. 882. 883. 886. 889. 898.  
Exner, K. 830. 831.  
  
Fabricius 98.  
Faraday 911. 960.  
Farquharson 912.  
Faye 97. 98. 135. 160. 258. 259.  
Fényi 110. 113.  
Ferner 911.  
Ferrel 689. 710. 724—726. 736.  
Filopanti 879.  
Findeisen 783.  
Finley 810.  
Fizeau 29.  
Flammarion 143. 145. 182. 183. 186. 850.  
Fleming Mrs. 61. 62.  
Flögel 855.  
Folgheraiter 977. 978.  
Forbes 492. 497. 528. 598. 859. 876.  
Forel 375. 396. 410. 412. 447. 536—538. 622.

- Foucault 267. 268.  
 Fouqué 327.  
 Fourier 456. 521.  
 Fox 945.  
 Franklin 772. 782. 881. 888.  
 Franklinsche Expedition 912.  
 Fraunhofer 23. 24. 844. 847.  
 Fritz 137. 141. 902. 914. 916. 918.  
 Fritzsche 973, 989.  
 Frost 98. 122.  
 Fuchs 306.
- Galilei 13. 98. 193. 196. 198. 240.  
 Galle 145. 197. 257. 844. 912.  
 Gambey 927. 935.  
 Garrigon-Lagrange 892.  
 Gauss 823. 941. 943. 948. 964. 972—975.  
 Gautier 135. 482.  
 Gay-Lussac 941. 982.  
 de Geer 339. 406.  
 Geikie, Archibald 287. 288.  
 Geitel (s. auch Elster und Geitel) 774.  
     786. 900.  
 Gellibrand 932.  
 Giesecke 568.  
 Gilbert 309. 339. 426. 972.  
 Gioja, Flavio 926.  
 Glaisher 520. 562. 589.  
 Gockel 886.  
 Godlewsky 343. 478.  
 Graftiau 656.  
 Graham 951. 963.  
 Gräve 430.  
 Gray 131.  
 Grebenau 434.  
 Green 191.  
 Gréville 796.  
 Griesinger 536.  
 Guglielmini 265.  
 Guldberg 681. 682. 736. 744. 746.  
 Gunter 932.  
 Günther 819.  
 Guyot de Provins 926.  
 Gyllenskiöld 580. 907—909. 911. 912. 914.  
     932. 976. 977. 978. 982.
- v. Haas 416.  
 Hadley 689.  
 Hagen 440. 441. 469.
- Hagenbach 850. 855. 874.  
 v. Haidinger 776.  
 Hall 16. 198.  
 Halley 207. 211. 929.  
 Haltermann 787.  
 Hamberg 149. 638. 792.  
 Hann 483. 490. 506. 524. 536. 547. 557.  
     562. 571. 584. 587. 593—595. 601.  
     608. 624. 640. 648. 672. 684. 726.  
     727. 733. 751. 799.  
 Hansky 497.  
 Hansteen 917. 932. 941. 960. 972. 975.  
 Harkányi 502.  
 Harting 804.  
 Hartmann 926. 927. 934.  
 Hassert 569.  
 Haughton 252. 621.  
 Hayes 337. 389.  
 Heberden 659.  
 Hedström 566.  
 de Heen 621.  
 v. Hefner-Alteneck 599.  
 Heim 286. 337—339.  
 Helland 396.  
 Hellmann 770. 781. 782. 846. 859. 861.  
     862. 866.  
 Helmert 258. 259.  
 v. Helmholtz, H. 94. 159. 231. 378. 645.  
     709. 736.  
 v. Helmholtz, R. 486. 654. 851.  
 Hergesell 264.  
 Herschel, J. 50. 125. 134.  
 Herschel, W. 32. 38. 42. 46. 98. 143.  
     183. 195. 197. 223. 492.  
 Hesehus 775.  
 Hevelius 844.  
 Hildebrandsson 644. 698. 733.  
 Hill 142.  
 Hiller 309.  
 Hind 61.  
 Hiorter 137. 917. 951.  
 Hipparch 11. 18. 67. 69. 70. 72. 268. 269.  
 v. Hochenberger 435.  
 Hodgson 96. 137.  
 van 't Hoff 291. 409. 582. 597.  
 Hoffmeyer 730. 734.  
 Högbom 218. 477. 479.  
 Homén 506. 521—526. 528—534. 536.  
     538. 544. 545. 574. 637. 638.

Hood 918.  
 Hooke 264.  
 Hopkins 282. 283.  
 Hornstein 148. 968. 969.  
 Houdaille 497.  
 Howlett 98.  
 Huggins 24. 51. 61. 105.  
 v. Humboldt, A. 210. 282. 311. 557. 818.  
     821. 853. 856. 857. 879. 941. 948.  
     953. 964.  
 Humphreys 30. 32. 63. 911.  
 Hussey 62. 207.  
 Huyghens 183. 193. 196.  
  
 Issel 246.  
  
 Jacobi 239.  
 James 250.  
 Janssen 104.  
 Jensen 869—871. 873.  
 Jesse 580. 649. 851.  
 Jewell 31. 95. 122. 125.  
 Johannsen 391.  
 Jolly 249. 253.  
 Joly 287.  
 Jost 848.  
 Joule 936.  
 Juhlin 574. 612.  
 Julius 828.  
 Jurine 834.  
  
 v. Kalecsinsky 539.  
 Kämtz 497. 641.  
 Kant 222. 223. 654.  
 Kapteyn 18. 21. 924.  
 Kassner 702.  
 Kayser 44. 773.  
 Keeler 37. 40. 177. 196.  
 Kelvin 122. 123. 132. 160. 231. 282. 283.  
     285. 286. 351. 460. 476. 604. 736.  
     737. 882. 883.  
 Kepler 13. 61. 71. 72. 206. 240.  
 Kiessling 486. 864. 865.  
 Kirchengväter 234.  
 Kirchhoff 23. 118.  
 Klein 141. 180.  
 Klöden 870.  
 Klose 239.

Kluge 143.  
 Knoop 442.  
 Knorr 879.  
 Kobold 33.  
 Koene 476.  
 Kohlrausch, F. 943. 970.  
 Kohlrausch, W. 778.  
 König 249.  
 Konrad 661.  
 Kopernikus 13. 67. 71. 240. 270.  
 Köppen 141. 562. 610. 670. 690. 691.  
     712. 791.  
 Kreil 971. 978. 982.  
 Krigar-Menzel 249.  
 Krümmel 368. 380. 437.  
 Kundt 470. 774. 775.  
 Kurlbaum 166.  
  
 Lachmann 806.  
 Lagrange 441.  
 Lamont 135. 601. 881. 928. 937. 942.  
     973. 980.  
 Landerer 180.  
 Lane 228.  
 Langley 94. 113. 166. 180. 231. 479. 499.  
     500. 518. 668. 669. 854. 876.  
 Laplace 223. 240. 259. 454. 460.  
 Lebedew 121.  
 Le Chatelier 131. 579.  
 Lecher 503. 887.  
 Lechner 786.  
 Leconte 337.  
 Lehmann-Filhès 88.  
 Lemström 912.  
 Lenard 665. 886. 919.  
 v. Lepel 775. 776.  
 Levänen 414.  
 Leverrier 197. 274.  
 Lévy 327.  
 Lexell 210.  
 Ley, Clement 643. 698. 715.  
 Liais 215. 912.  
 Licksternwarte 90.  
 Liebig 478.  
 Linss 894. 898. 900. 983.  
 List 879.  
 Littrow 36.  
 Liznar 148. 947. 968. 982. 983.  
 Lloyd 946. 948.

Lockyer, Norman 59. 104. 114. 118. 142.  
     215. 863.  
 Lockyer, W. 571.  
 Loewy 98.  
 Lohse 181.  
 Loomis 137. 606. 719. 720. 902. 912.  
 Lossen 296.  
 Lovén 406.  
 Lowell 184.  
 Ludwig XV. von Frankreich 238.  
 Lummer 578. 869.  
 Mac Connel 843.  
 Mac Dowall 145.  
 Mädler 175.  
 de Mairan 859. 860. 912. 914.  
 Mannheimer-Akademie 557.  
 Maraldi 183.  
 Marchand 138.  
 de Marchi 143. 736.  
 Mariotte 596. 844.  
 Mascart 246. 250. 486. 883. 890.  
 Maskelyne 250.  
 Mathieu 182.  
 Matteucci 895. 985.  
 Maunder 116. 120. 139. 151.  
 Maupertius 238.  
 Maurer 521.  
 Maury 45. 381. 387. 707.  
 Maxwell 121. 174. 196. 206.  
 Mazelle 706. 898.  
 Mayer, Robert 158. 159.  
 Meinardus 731. 732. 770.  
 Melander 485. 489.  
 Meldrum 142. 143.  
 Melloni 518.  
 Melsens 783.  
 Mendenhall 250.  
 Meyer, O. E. 980.  
 Meyer, Tobias 972.  
 Meyer, Wilh. 203.  
 v. Middendorff 765.  
 Mielberg 962.  
 Miller 480.  
 Milne 323. 328. 330. 331.  
 Mohler 30. 32. 95.  
 Mohn 247. 381. 542. 580. 599. 649. 681.  
     682. 736. 744. 746. 794. 851.  
 Möllendorff 430.  
 Möller 798.

Monge 834.  
 Montigny 829. 830.  
 Moureaux 976. 977. 980. 982. 986. 990.  
 Müller, C. A. 148. 968.  
 Müller, G. 169.  
 Müller-Erzbach 879.  
 Müntz 481. 482. 657.  
 Murray 663.  
 Müttrich 543.  
  
 Nahrwold 894.  
 Nansen 259. 353. 371. 383. 391. 392. 402.  
     403. 480.  
 Nare 390.  
 Nares 389.  
 Nasini 117.  
 Nathorst 284. 338.  
 Naumann 979.  
 Neckam 926.  
 Necker 859. 866. 875.  
 Negretti 350.  
 Nehring 566. 766.  
 Neuhoff 584.  
 Neumayer 930. 931. 944. 973. 981.  
 Newcomb 122. 228.  
 Newton 73—80. 87. 203. 205. 206. 211.  
     238. 241. 242. 249. 251. 264. 268.  
     449. 450. 454. 457. 460. 508. 830. 835.  
 Nichols 93.  
 v. Niessl 216. 580.  
 Nilsson 899.  
 Nordenmark 120.  
 Nordenskiöld A. E. 157. 213. 214. 402.  
     403. 906.  
 Nordenskiöld, G. 657.  
 Norman 934.  
  
 Oberbeck 736.  
 v. Obermayer 786.  
 Olbers 206. 207.  
 Omond 638. 850.  
 Oppikofer 420.  
 Oppolzer 132.  
 Ostwald 162.  
 v. Öttingen 671.  
 Overhoff 844.  
 Öyen 400.

Palazzo 138.  
 Palmquist 480.  
 Paris 437. 438.  
 Parrot 855.  
 Parry 912.  
 Partiot 434.  
 Paschen 101. 131. 170.  
 Passerini 655.  
 Paulsen 152. 594. 898. 907. 909. 910.  
 912. 918—920.  
 Peltier 881.  
 Penck 337. 345. 395. 399. 403. 420.  
 Pernter 521. 672. 824. 842. 843. 871.  
 873. 877.  
 Perrine 924.  
 Perry 286.  
 Peschuel-Löschke 821.  
 Petermann 656.  
 Peters 16.  
 Petit 775.  
 Pettersson, O. 363. 414. 542. 572. 583. 731.  
 732.  
 Phillips 184.  
 Phipson 476. 477.  
 Piazzzi 89.  
 Picard 238.  
 Pickering 24. 44. 45. 48. 53. 92. 116.  
 216. 774.  
 Piddington 711.  
 Piltschikoff 873.  
 Planck 499.  
 Plantamour 593.  
 Planté 775. 776.  
 Plassmann 55.  
 Plato 240.  
 Plinius 296.  
 Pöckels 778.  
 Poey 143.  
 Poincaré 892.  
 Porter 33.  
 Pouillet 492—494. 497. 519—521.  
 Poynting 249.  
 Precht 773.  
 Preece 985.  
 Preston 250.  
 Pringsheim 578.  
 Pritchard 16.  
 Prohaska 779. 801.  
 Ptolemäus 67.

Pythagoräer 234.  
 Quetelet 870. 881.  
 Rabot 397.  
 Ramsay 473. 474. 911.  
 Rankin 485. 489.  
 Rankine 440.  
 Rayet 25.  
 Rayleigh 473. 499. 654. 853. 854. 872.  
 876—878.  
 Reade, Mellard 287. 360. 432.  
 v. Rebeur-Paschwitz 276. 331.  
 Recherche-Expedition 950.  
 Regnault 578. 583. 598. 612. 618.  
 Reich 248. 265.  
 Reimann 824.  
 Respighi 150. 829. 831.  
 Reusch 295.  
 Reyer 312.  
 Reynolds 821.  
 Riccò 98. 103. 138. 139. 151. 867.  
 Richarz 249. 654.  
 Richmann 772.  
 Richter 571. 673.  
 v. Richthofen 315. 765.  
 Riggensbach 660. 775. 843. 859. 864—866.  
 868. 871.  
 Ristenpart 33.  
 Ritchey 924.  
 Ritter 655.  
 Rizzo 165. 497. 566.  
 Robinson 382. 666.  
 Rogowsky 596.  
 de Romas 772.  
 Rosenbusch 294.  
 Rosetti 373.  
 Ross 609. 929. 950.  
 Rosse 168.  
 Rotch 959.  
 Rothpletz 337.  
 Rowland 106.  
 Rubens 170.  
 Rücker 978. 982.  
 Rudzki 286. 337.  
 Rühlmann 593.  
 Russel, H. C. 718.  
 Russel, Scott 436. 440. 441.  
 Rutherford 897. 901.  
 Rydberg 45.

- Sabine 135. 730. 948. 953. 962. 963. 965.  
 Salvatori 117.  
 Sandström 736. 744. 746.  
 Sars 370.  
 Sartorius 143. 506.  
 Saussure 483—485. 617. 855. 856.  
 Savart 868.  
 Saweljew 141. 497. 517.  
 Schaeberle 49.  
 Scheiner, Christoph 98. 123. 126.  
 Scheiner, J. 25. 35. 37. 43. 94. 131.  
 Schiaparelli 172. 181. 183. 184. 188. 190.  
 209. 210. 215.  
 Schierbeck 621.  
 Schips 851.  
 Schlagintweit 484. 485. 661. 875. 978.  
 Schloesing 478.  
 Schmidt A. 110. 327. 781. 828.  
 Schmidt, Ad. 148. 965. 973. 981. 982.  
 Schmidt, Ed. 252.  
 Schmidt, Jul. 61. 212. 317. 580.  
 Schott 438. 541.  
 Schubert 523. 543.  
 Schukewitsch 505.  
 Schultheiss 490.  
 Schur 16.  
 Schuster 132. 136. 955. 958. 959. 969. 983.  
 Schwabe 132. 135.  
 Schwachhöfer 616.  
 Schwarzschild 920.  
 Scoresby 833.  
 Scott 670. 671.  
 Scrope 297.  
 Sederholm 288.  
 See 50. 51.  
 Seeliger 63.  
 Sidgreaves 98. 138.  
 Siemens, Werner 351.  
 Siemens, William 245.  
 Sigsbee 385.  
 Silberschlag 850.  
 Siljeström 917.  
 Snellius 236. 238.  
 Soddy 901.  
 Sohncke 857.  
 v. Sommer 298.  
 Sondén 616.  
 Soret 598.\*834. 873. 874.  
 Spindler 702.  
 Spitaler 512. 514. 562. 609. 747.  
 Spörer 123. 124.  
 Spring 432. 656. 855.  
 Sprung 619. 670. 684. 736.  
 Stannyan 104.  
 Stassano 911.  
 Stefan 52. 131. 519. 621.  
 v. Sterneek 243. 245. 252.  
 Stevenson 436. 437. 444. 445. 476. 676.  
 Stewart 98. 134.  
 Stockwell 274. 275.  
 van der Stok 960. 971.  
 Stokes 460. 641.  
 Stoney 173. 175. 176. 224.  
 Stracciati 497.  
 Stratonoff 124. 126. 128.  
 Struve 32. 46.  
 Sturm 813.  
 Suchier 435.  
 Suess, E. 321. 326. 327.  
 Suess, Franz 219.  
 Supan 280.  
 Süring 624.  
 Svensson 619. 621.  
 Swedenborg 222.  
 v. Szalay 780. 782.  
 Tacchini 108. 119. 124. 128. 138. 150.  
 Tammann 161. 282.  
 Teisserenc de Bort 586—589. 608. 653. 735.  
 Tempel 210.  
 Terby 194.  
 Thalén 980.  
 Thomsen 312.  
 Thomson, James 689. 736.  
 Thomson, J. J. 151. 894.  
 Thomson, William s. Kelvin.  
 Thorpe 978.  
 v. Tillo 293. 346.  
 Titius 88.  
 Toepler 775. 776. 778.  
 Torell 370.  
 Tornøe 362.  
 Torricelli 590.  
 Troili-Petterson 480.  
 Tromholt 137. 915.  
 Trowbridge 778.  
 Tschermak 312.  
 Tschudi 879.

- Tuma 885. 887.  
 Tuttle 210.  
 Tyndall 502. 503. 812. 816. 872. 877.  
 Ulloa 849.  
 Ulugh-Bey 11.  
 Vassenius 104.  
 Veeder 138.  
 Very 168.  
 Villiger 181.  
 Violle 497. 517.  
 Viviani 590.  
 Vogel, H. C. 24. 33. 48. 92. 177. 181.  
 193. 877. 878.  
 Volta 882.  
 Wall 772.  
 Waltershausen, Sartorius v. 948.  
 Warburg 131.  
 Wargentín 914.  
 Weber, E. H. und W. E. 440. 441.  
 Weber, L. 778. 869. 878. 887.  
 Weber, W. E. (s. auch W. E. H.) 937.  
 938. 948. 964. 973.  
 Wehner 926.  
 Weinstein 986—989.  
 Wells 518. 522.  
 Welsh 480.  
 Wertheim 813. 815.  
 Weyprecht 388. 389. 912. 949.  
 Wheatstone 874.  
 Widmanstätten 214.  
 Wiebe 598.  
 Wiedemann 161.  
 Wien 499. 646.  
 Wiener 511.  
 Wiesner 655.  
 Wijkander 918. 964.  
 Wilcke 940.  
 Wilczynski 227. 828.  
 Wild 138. 371. 484. 526. 543. 562. 608.  
 868. 937. 939. 953. 961.  
 Willaume-Jantzen 566.  
 Wilsing 63. 250. 924.  
 Wilson, Alex. 97.  
 Wilson, C. T. R. 486. 632. 653. 655. 900.  
 Wilson, W. E. 92. 131.  
 Winkler 772.  
 v. Winterfeld 849.  
 Witt 89.  
 Woeikof 414. 429. 572. 732. 733.  
 Wolf, Max 25. 924.  
 Wolf, Rud. 132. 135. 876.  
 Wolfer 126. 127. 873.  
 Wollny 636. 637.  
 v. Wrede 980.  
 Young, C. A. 103. 109. 110. 119. 124.  
 126. 130. 134. 135. 137.  
 Young, Thomas 454. 841.  
 Zambra 350.  
 Zeleny 897.  
 Zenker 509. 517.  
 Zollikofer 419.  
 Zöllner 10. 93. 150. 166. 169. 207. 208.  
 484. 501. 596. 597. 848.  
 Zöppritz 378.

## Sachregister.

- Abenddämmerung s. Dämmerung.  
 Abendröte 855. 858. 863.  
 Aberration 13.  
 Abflusslose Seen 407.  
 Abflussteil 430.  
 Abklingen der Radioaktivität 901.  
 Ablenkung des Schalls 816—819.  
 Ablenkung durch Erddrehung 264—268.  
     425. 681—685. 698. 702. 704. 710. 718.  
 Ablenkungswinkel s. Ablenkung d. Erd-  
     drehung.  
 Abplattung der Erde 238—242.  
     „ d. Himmelsgewölbes 823—825.  
 Absorption des Lichtes im Raum 12.  
     44. 230.  
 Absorption in der Sonnenatmosphäre 93.  
     100. 107.  
 Absorption der Wärme in der Luft 23.  
     170. 190. 342. 352. 499. 503. 504.  
 Absorptionsmittel 473. 616. 617. 901.  
 Abschuppung 344.  
 Abstossung durch Strahlung 120. 150. 925.  
 Abtragung s. Denudation.  
 Abweichung eines Sterns 5.  
 Abweichung s. Ablenkung.  
 Ackerwinde 477.  
 Adiabatisches Gleichgewicht 122. 131.  
     187. 226. 572.  
 Adiabatische Volumsänderung 486. 545.  
     577—581. 635. 705. 748. 756.  
 Adriatisches Meer gefroren 567.  
 Aërolithe vgl. Meteore und Meteorite.  
 Aërotherme 532.  
 Agonische Linien 932. 933. 977.  
 Agram, Erdbeben 316. 318.  
 Aichungen der Sternhäufigkeit 42.  
 Akkumulator 351.  
 Aktinische Wolken 872.  
 Aktionmeter 497. 517. 519. 521.  
 Aktionscentra 733. 735.  
 Aktuelle Energie 83.  
 Akustik, meteorologische 812—822.  
 Albedo 169. 175. 176. 194. 501.  
 Aldebaran 25.  
 Algen 285. 394. 470.  
 Algol 23. 53.  
 Algoltypus der Sterne 53. 923.  
 Alpen 257. 339.  
 Alpenglühen 858. 874—876.  
 Altels, Lawine von 401.  
 Alter der Erde 285—288.  
     — — Sonne 159. 160.  
 Alto-Cumulus 642.  
 Alto-Stratus 642. 704.  
 Altwasser 433.  
 Ammoniak 342. 482. 656. 657.  
 Amplitude 456.  
 Amplitudenabnahme mit der Tiefe 527.  
     529. 536.  
 Ancylussee 406.  
 Andromeda, Nebel von 34.  
     — Neuer Stern im 62.  
 Andromediden 209.  
 Anemometer von Robinson 382. 666.  
 Aneröide 591.  
 Antares 26.  
 Antarktis 392, 399. 515.  
 Anticyklonen 686. 716—720. 729. 735.

- Anticyklonen**, Ablenkungswinkel bei 718.  
 719.  
 — Änderung mit der Höhe 720. 753.  
 — Druck in 719.  
 — Gradient bei 716.  
 — Grenzgebiete bei 722. 723.  
 — Grösse von 717. 720.  
 — Höhenrauch bei 490.  
 — Ionen bei 898. 899.  
 — Nebel bei 717.  
 — Temperatur bei 719. 751. 752.  
 — Ursprung der 686. 717. 758.  
 — Wanderung der 718.  
 — Windstärke in 716—719.  
**Anticyklonische Cirkulation** 744. 750.  
 — Zunahme 744.  
**Aperiodische Schwankungen** 458. 548.  
 551. 588.  
**Apelium** 89.  
**Appalachenberge** 287. 337.  
**Äquator der Sonne** 129.  
 — isodynamischer 944.  
 — magnetischer 940.  
 — meteorologischer 129. 515. 692.  
**Äquatorialtage** 515—516.  
**Äquinotialpunkt** 6.  
**Äquipotentialfläche** 262.  
**Äquipotentiallinien**, magnetische 931. 932.  
 944. 972. 973.  
**Aragos Punkt** 870—873.  
**Arbeit**, mechanische 738. 740—743. 745. 748.  
**Arctur** 18. 19. 25. 230.  
**Arcturtypus** 25. 51.  
**Argon** 361. 474. 911.  
**Ariel** 200.  
**Arktische Ströme** 385.  
**Artesische Brunnen** 280. 418. 768.  
**Äsar** 400.  
**Asche**, vulkanische 179. 297. 301. 490.  
 688. 770.  
**Aschenfarbenes Licht** 181.  
**Aschenkegel** 300. 310.  
**Aspirator** 616. 619.  
**Astronomenkongress** 1887 11.  
**Astronomische Dämmerung** 857. 862.  
**Ataïr** 24.  
**Atmometer** 622.  
**Atmosphäre der Erde** 285. 287. 473—490.  
 — Absorption der, s. Absorption.  
**Atmosphäre**, Höhe der 580.  
 — Masse der 474.  
 — Temperatur der 544—589.  
 — Zusammensetzung der 473—490. 505.  
 — Veränderung, zeitl. 475—479.  
 — — örtl. 479—481.  
 — Wärmeschutz durch 170—171. 185. 190.  
 504. 535.  
 — der Planeten 173—177.  
 — des Sonnensystems 177. 596.  
**Atmosphärische Elektrizität**.  
 — Linien 23. 176. 503. 620.  
 — Refraktion 239. 825—829.  
**Atollen** 472.  
**Aufrichtung von Schichten** 289.  
**Aufsaugung von Meereswasser** 387.  
**Aufsteigende Luftströme** 661. 666. 687.  
 704. 708. 724, siehe auch vertikale  
 Strömungen.  
**Aufthauen** 524.  
 „Auge“ auf Mars 183.  
 „Auge des Sturmes“ 708.  
**Aurigae  $\beta$**  48.  
**Ausgleichung der Materie** 158.  
 — von Niveauunterschieden 341—345.  
 353. 765.  
 — von Potentialdifferenzen 783. 791.  
 — von Temperatur 513. 542. 588. 614.  
**Ausgleichung bei Rechnungen** 145. 146.  
**Auslaufen der Lotleine** 348.  
**Ausströmung von Elektrizität** 783—786.  
 894—901.  
**Auswaschungsbeben** 323.  
**Azimut** 5.  
**Babinets Punkt** 871—873.  
**Badestrand** 469.  
**Bahngeschwindigkeit der Erde** 3. 14. 68.  
**Bakterien** 415. 477. 656.  
**Ballonfahrten** 480. 481. 585. 586. 625. 885.  
**Balmersche Formel** 44.  
**Bandspektre** 23.  
**Bär grosser** 20  
 — —  $\zeta$  im 48.  
**Barograph** 550. 591.  
**Barometer (s. a. Luftdruck)** 570. 590—594.  
 — -Formel 592. 593. 597.  
 — -Korrekturen 590. 591.  
 — -Maximum (s. Anticyklone) 686. 794.

- Barometer-Minimum (s. Cyklone) 146.  
     685. 689.  
 Barometrische Höhenstufe 593.  
 Barrierenriffe 471.  
 Basalt 293. 303. 978.  
 Basismessungen 237.  
 Batholite 309.  
 Bathometer 245.  
 Baumaterialien, Dauerhaftigkeit 342.  
 Bäume, Blitzgefahr der 779.  
 Beauforts Skala 670—671.  
 van Bebbbers Regel 715. 730.  
 Berenices Haar 42. 50.  
 Berg s. Gebirge.  
 Bergabhänge, Feuchtigkeit auf 695.  
 — Wolkenbildung b. 643. 695.  
 Bergbäche 432.  
 Bergen, Höhe von 348.  
 Bergkrankheit 906.  
 Bergspitze, Elektrizitätsverlust 897. 898.  
 Bergstürze 319. 345.  
 Bergwerke, Temperatur der 278.  
 Bergwind 694. 695. 794.  
 Beruhigung der See 448.  
 Beschleunigung des Windes (s. Gradient)  
     737.  
 Beteigeuze 18. 57. 131.  
 Bewegung der Erde 3.  
 — der Gletscher 396.  
 — der Nebel 40.  
 — des Sonnensystems 32.  
 — der Sterne 18. 27.  
 Bewölkung 515. 520. 522. 524. 525.  
     650—653. 825.  
 Bewölkung, Periodizität 651—652.  
 — und Sonnenfleck 141, 142.  
 — Verbreitung geograph. 653.  
 — (s. auch Wolken).  
 Biegung der Erdschichten 289.  
 — des Lichts 842. 847. 851.  
 — des Schalls 812.  
 Bielas Komet 209—211. 216.  
 Biflarmagnetometer 946. 965. 969. 970.  
 Bikarbonat 342. 361. 479.  
 Billitonite 219.  
 Bimsstein 297. 301. 357.  
 Binnenmeere 367. 371. 438.  
 Binnenseen 405—414. 432. 462.  
 Birkenwald 524. 526.  
 Bishopscher Ring 855. 864. 865. 868.  
     871. 872.  
 Bitterseen 407.  
 Blanke Stellen des Wassers 448.  
 Bläschen in Gesteinen 295.  
 Blaue Farbe des Eises 389.  
 — — der Emulsionen 877.  
 — — der Luft 483. 855. 856. 876. 877.  
 — — des Meeres 373.  
 — — der Sonne 864.  
 — — des Wassers 374.  
 Blitz 657. 772—777.  
 Blitz-Ableiter 779. 781—783. 881.  
 — Energie des 778. 779.  
 — Farbe des 774. 786.  
 — -Gefahr 779—782.  
 — Getroffene vom 772. 780.  
 — Periode 781. 792.  
 — Potential des 778.  
 — -Röhre 778.  
 — -Schaden 779—784.  
 — -Spektrum 774. 775.  
 — -Spuren 778. 779.  
 — Stromstärke des 778.  
 — Verwüstungen durch 779. 780. 783.  
 Blocklava 314.  
 Blütezeit der Pflanzen und Sonnenfleck  
     143—145.  
 Bodenkrazungen 353.  
 Bodenproben 348—351. 353.  
 Bodenschwankung (s. auch Erdbeben)  
     276.  
 Bodentemperatur 501. 511. 526—543.  
 Böen 723.  
 Bohrlöcher 279. 304.  
 Bolide 212.  
 Bologneser Tropfen 220.  
 Bomben, vulkanische 298.  
 Bora 706. 764. 898.  
 Boraxseen 409.  
 Bourdonsches Manometer 546.  
 Brachystochrone 333. 420.  
 Brakpans 409.  
 Brände 490. 639. 794. 846.  
 Brandung 442. 444. 481.  
 Braunkohlen 476.  
 Braunsteinknollen 356. 358.  
 Breite eines Sterns 6.  
 Brewsterscher Punkt 871.

- Brockengespenst 848—850.  
 Brom in der Luft 482.  
 Brom im Meer 360.  
 Brookes Lotapparat 349.  
 Brorsens Komet 210. 211.  
 Bruchlinien 323.  
 Brücknersche Periode 397. 570.  
 Brunnen 415. 768.  
 „Buddhas Rays“ 858.  
 Bürgerliche Dämmerung 857.  
 Buys-Ballotsches Gesetz 679—681, 685.  
 698. 711.  
 Calcium 102.  
 Calciumkarbonat 361.  
 Calmen (s. Windstille) 692. 696. 762.  
 Cancrī *S* 55.  
 Canis majoris 29 et 30 45.  
 Cañons 287. 421. 765.  
 Canopus 17.  
 Capella 16. 17. 25. 30. 50. 923.  
 Capellatypus 25. 51.  
 Capwolken 37.  
 Caracas, Erdbeben von 318.  
 Cardanische Aufhängung 945.  
 Carraramarmor 295.  
 Cassiopejæ  $\eta$  49.  
 — *S* 58.  
 Castor 47.  
 Castor und Pollux 786.  
 Cellulose 478.  
 Cementation 290.  
 Centauri  $\alpha$  16. 17. 49.  
 Centralkräfte 77.  
 Centrifugalkraft 241. 255. 263. 426. 450.  
 684. 737.  
 Cephei  $\delta$  56.  
 Ceres 89. 90. 176.  
 Ceti *o* (Mira) 26. 56.  
 Charleston, Erdbeben von 316.  
 Chemie der Sonne 160—163.  
 Chemische Kondensationskerne 632—639.  
 — Prozesse 279. 305. 342.  
 — Reaktionsfähigkeit 475.  
 — Sedimente 290.  
 Chemisches Gleichgewicht 290. 313.  
 — Hygrometer 616.  
 Chlor im Meereswasser 363.  
 Chromosphäre 102. 104. 107. 122.  
 Cirkulation, atmosphärische 687—692.  
 759—762.  
 Cirkulation, vertikale d. Luft 377. 383.  
 615. 621. 623.  
 Cirkulation, vertikale im Meer 361. 367.  
 370. 377.  
 Cirkulationstheorie 727. 736—762.  
 Cirkulationszunahme 737. 749.  
 Cirro-Cumulus 642.  
 Cirro-Stratus 642. 644. 704. 788. 798. 803.  
 Cirrus-Wolken 522. 642. 644. 675. 682.  
 698. 704. 754. 907. 921.  
 Cirrus-Wolken auf der Sonne 94. 100. 102.  
 — — und Sonnenflecke 141.  
 Clapeyronsche Gleichung 582. 597.  
 „Cold Wall“ 385.  
 Coronae *T* 25.  
 Corona des Polarlichts 907.  
 — der Sonne 105. 114—121, 156. 911.  
 — Dichte 121.  
 — Lichtstärke 114.  
 — Linien (Spektral-) 107. 117—119. 911  
 — Strahlen 116. 120. 150.  
 Coronium 118. 122.  
 Crollsche Theorie 190. 275. 509.  
 Cumulo-Nimbus 643.  
 Cumulus 643. 644. 661.  
 Cyanometer 855, 856.  
 Cygni  $\beta$  51.  
 — *P* 63.  
 — *Y* 55.  
 Cykloide 420. 440.  
 Cyklonen 685. 677—704. 712—716. 723—  
 730. 753—759.  
 Cyklonen, Bewegung 700. 701. 715. 757.  
 — Frequenz 713. 714.  
 — Geschwindigkeit 714. 734.  
 — Grenzgebiete 722. 723.  
 — Grösse 701. 720. 751.  
 — Höhenänderung 720. 721. 730. 753.  
 bis 757.  
 — Schicht der maximalen Drehung 750.  
 756. 758.  
 — Sonnenflecke, Einfluss von 143. 146.  
 — Temperatur 725. 750. 756. 757.  
 — Ursprung 723—730. 755—759.  
 — Verteilung meteorologischer  
 Elemente um 700—704.  
 — Zugstrassen 697. 712.—716. 729. 734.

- Cyklonen, tropische 706—712. 724.  
 — — „Auge“ 708.  
 — — Barometer bei 711.  
 — — Bildung 709. 759.  
 — — „fahrbare“ und „gefährliche“ Seite 711.  
 — — Gradient 707.  
 — — Häufigkeit 706. 707.  
 — — Höhe 708.  
 — — Jahresperiode 716.  
 — — Lage des Centrums 711.  
 — — Regen u. Wolken 708.  
 — — Windstärke 707. 708.  
 — — Zugrichtung 709. 715.  
 Cyklonische Abnahme und Zunahme 744.  
 — Cirkulation 744.  
  
 Dachdeckung und Blitzgefahr 781.  
 Daltons Gesetz 595.  
 Dämmerung 580. 853. 856—868.  
 — astronomische 857.  
 — bürgerliche 857  
 — Dauer 857  
 — Farben 858—862.  
 Dämmerungsstrahlen 858. 861.  
 Dardanellen-Strömung 387.  
 Darwinsche Theorie 288. 472.  
 Deimos 198.  
 Deklination eines Sterns 5.  
 — magnet. 135. 148. 926—934.  
 — magnetische Bestimmung 927—929.  
 Deklination, magnetische, Mondperiode 971.  
 Deklination, magnetische, Periode sekuläre, 932—934. 976.  
 Deklination, magnetische, Periode tägliche 953.  
 Deklination, magnet., Störungen 917—919.  
 Deklinometer 946. 970. 971.  
 Deltabildungen 431. 432. 468.  
 Denudation 189. 190. 338. 340—345. 400. 429. 432. 445. 467. 468. 763.  
 Destillation, Wachstum durch 654.  
 Diatomacéen 357.  
 Dichte der Erde 249—252.  
 — — Planeten 80. 164.  
 — — Sonne 80. 121.  
 — — Sterne 54.  
  
 Dichtemaximum des Wassers 373. 410.  
 Differentialpendel 250.  
 Differenzierungen im Magma 313.  
 Diffusion 595. 620. 637. 640.  
 Dione 199.  
 Dislokationsbeben 323.  
 Dispersion des Lichtes in Luft 829.  
 Distanz, kritische (Funkenentladung) 784.  
 Donatis Komet 205.  
 Donner 777. 804.  
 — Hörweite 777.  
 — Rollen 777. 816.  
 Doppelnebel 38.  
 Doppelsterne 46—52. 225. 227.  
 Doppelte Umkehrung von Spektrallinien 101.  
 Dopplers Prinzip 28. 29. 31. 63. 69. 124. 192. 818.  
 Drachen, Franklins 772. 881.  
 — Nebel im 23.  
 Drachenaufsteigungen 546. 585. 625.  
 Drapersches Gesetz 101.  
 Dredschen 353.  
 Drehung der Polarisationssebene 870. 874.  
 Drehungsachse der Erde 268.  
 Drehwage 248. 262.  
 Dreikanter 768.  
 Dröhnen 820.  
 Druck im Erdinneren 282. 284. 295.  
 — im Meer 351.  
 — im Polareis 391.  
 — in der Sonne 31. 111. 121.  
 — in Wasserblasen 640.  
 — und Gefrierpunkt 396.  
 — und Spektrallinien 30.  
 — Ursache des Windes 675.  
 — von Wasserdampf, maximaler 581.  
 Drumlins 400.  
 Dünen 468. 768—771.  
 — Böschung 768. 769.  
 — Form 769.  
 — Höhe 769.  
 — Wanderung 769. 770.  
 Dunkler Kreis beim Regenbogen 839.  
 Dunkles Segment b. Dämmerung 860 bis 863.  
 — — bei Polarlicht 907. 919.  
 Dünung 438.  
 Durchlässigkeit für Schall 816.

- Durchlässigkeit für Wärme 639. 854,  
   s. Glashaushwirkung.  
 Durchlässigkeitskoeffizient 494. 498—500.  
   507. 515—517.  
 Durchmesser der Planeten 80. 90.  
 Durchsichtigkeit der Luft 483—485. 490.  
   853. 854.  
 Dynamische Meteorologie 736.  
 Dynamometamorphose 296.  
  
 Ebbe s. Gezeiten.  
 Echo 815. 816.  
 Eddystone, Leuchtturm, Brandung 444.  
 Eiffelturm, Temperatur 546. 574. 585.  
   — Wind 672—674.  
 Eigenbewegung der Nebel 40.  
   — des Sonnensystems 32.  
   — der Sterne 18.  
 Einschlüsse 295.  
 Einzelbeben 318.  
 Einzelwellen 441. 445. 454.  
 Eis, Binnensee- 413—415.  
   — Festlands- 394—405.  
   — fossiles 401.  
   — Inlands- 402.  
   — Meeres- 387—393.  
 Eisberge 389. 390. 569.  
 Eisbildung 389. 413. 518. 519.  
 Eisblätterstruktur 398.  
 Eisbrunnen 398.  
 Eisen 102. 108. 204. 226. 253.  
 Eisen in Blitzableitern 784.  
 Eisenerze, Magnetismus 980.  
 Eisenmeteorite 213. 216.  
 Eisenoxydulverbindungen 342. 475.  
 Eisfälle 398.  
 Eisfelder 389. 390.  
 Eisgang der Flüsse 145. 414. 567. 571.  
 Eishöhlen 401.  
 Eiskristalle 397. 638. 657. 844—846. 848.  
 Eisrisse 398. 402.  
 Eiswand am Südpolarkontinent 390. 392.  
 Eiswolken 640. 846.  
 Eiszeit 171. 275. 277. 288. 338. 339. 393.  
   403. 422. 467. 566.  
 Ekliptik 5. 268. 569.  
 Elastische Nachwirkung s. Nachwirkung.  
 Elektrische Entladungen 477. 482. 483.  
   654. 656. 773—777. 786. 795. 798.  
   894—901. 911.  
 Elektrische Ladung, spontane 897.  
   — Leitung der Luft 891—901.  
   — Strassenbahnen, Störung durch 950.  
 Elektrische Strömungen in der Erde (s.  
   Erdströme).  
 Elektrische Strömungen in der Luft 900.  
   918—920. 958—960. 965. 971. 983.  
 Elektrische Strömungen von der Erde  
   zur Luft 890. 981. 982.  
 Elektrizität, atmosphärische 146. 149.  
   793. 881—901.  
 Elektrizität, atmosphär., Periode, jähr-  
   liche 888—891.  
 Elektrizität, atmosphärische, Periode,  
   monatliche 892—893.  
 Elektrizität, atmosphärische, Periode,  
   26-tägige 893. 894.  
 Elektrizität, atmosphärische, Periode,  
   tägliche 889—891.  
 Elektrizität, atmosphärische, Störung d.  
   Wolken 886.  
 Elektrizität, atmosphärische, Wechseln  
   des Zeichens 886. 888.  
 Elektrizität, atmosphärische, Zerstreuung  
   (s. Zerstreuung).  
 Elektrizität, atmosphärische und magne-  
   tische Elementarwellen 970.  
 Elektrizität, atmosphärische und Polar-  
   licht 920.  
 Elektrizität der Erde 881. 905. 920.  
   — der Luft 882. 887. 890—891. 919.  
   — des Niederschlages 786. 804. 887. 888.  
   — der Sonne 120. 150. 207.  
   — der Wolken 783. 803. 804. 881. 887,  
     888.  
 Elektrizitätstransport 424.  
 Elektrometer 883.  
 Elektromotorische Kraft d. Polarisation  
   728.  
 Elementarwellen, magnetische 969—971.  
 Elfenbein, fossiles 402.  
 Ellipsoid 239. 341.  
 Eliptische Bahnen 80. 81. 86.  
 Elmsfeuer 784—787. 880.  
   — Periode 787.  
   — und Wolken 785.  
 Emanationen in Grundluft 901.

- Emulsionen, blaue Farbe von 877.  
 Enceladus 199.  
 Enckes Komet 206. 207. 211.  
 Endmoränen 396. 399.  
 Entfernungen der Planeten 88—90.  
 Entgleisung 267.  
 Eozenzeit 171. 615.  
 Epicentrum 327. 330—333.  
 Erdbeben 290. 316—336. 900.  
 — Centrum (s. Epicentrum). 327.  
 — Fluten (s. Seebeben) 321.  
 — Fortpflanzung 327. 329—336. 900.  
 — Schwärme 317.  
 — Wellen 323. 327. 445. 900.  
 Erdboden, Blitzgefahr 780.  
 Erde, Achse 268—272. 275.  
 — Albedo 169.  
 — Alter 285—288.  
 — Dichte 249—262.  
 — Drehung 3. 23. 239. 264—272. 381. 425. 464.  
 Erde, Drehung, ablenkende Kraft 265—267. 381. 425. 464. 677. 685. 688. 689. 697. 709. 727. 737—740. 743. 744. 749. 755. 756. 762.  
 Erde, Elastizität 331—334.  
 — Gestalt 234—241. 262—264.  
 — Halbmesser 2. 238. 239.  
 — Inneres 252. 277—284. 311.  
 — Kompressibilität 331.  
 — magnetisches Moment 974.  
 — Masse 247—252.  
 — Starrheit 272—276. 282. 315. 460.  
 — Strahlung 170. 284. 518—525.  
 — Zusammenziehung 284. 336—341.  
 Erdinduktor 937—940.  
 Erdkruste 258. 276. 277. 282—296. 313. 315. 321. 326. 331—336. 341. 358. 979.  
 Erdmagnetismus 134—141, 148. 917—920. 926—990.  
 Erdmagnetismus, Drehung der Polarisationssebene 870. 874.  
 Erdmagnetismus, Erdbeben-Einfluss 990.  
 — Höhenvariation 982. 983.  
 Erdmagnetismus, Periode, jährl. 961—963.  
 — — Mond- 971—972  
 — — sekuläre 932—934. 940. 975 bis 978.  
 Erdmagnetismus, Periode, 26tägige 968. 969.  
 Erdmagnetismus, Periode, tägliche 136. 936. 951—962.  
 Erdmagnetismus, Potential 932. 944. 973.  
 — Störungen 134. 918. 948—950. 953. 963—969. 978—980.  
 Erdmagnetismus, und Sonnenflecke 134 bis 141. 148. 960. 961. 965. 976.  
 — Theorien 972—984.  
 Erdrach 490.  
 Erdschatten 155. 234. 860. 863.  
 Erdstöße 317. 330. 990.  
 Erdströme 959. 984—990.  
 — und Erdmagnetismus 989. 990.  
 — und Höhenlage 986.  
 Erdströme, Periode 987—989.  
 — Störungen 985. 986.  
 — Sonnenwirkung 988. 989.  
 Erdstürze 323. 345. 705.  
 Erdthermometer 527.  
 Erloschene Vulkane 179. 303. 306.  
 Ernte, Sonnenfleckenperiode 143.  
 Eros 68. 89.  
 Erosion s. Denudation.  
 Erschütterungslinien 323—327.  
 Erstarrung der Erdrinde 285. 293. 315.  
 Eruptive Gesteine s. Massengesteine.  
 Erzgänge 310.  
 Euchrite 218.  
 Excentrizität der Erdbahn 85. 273 bis 275.  
 — — Planetenbahnen 84—87. 274.  
 Excentrizität d. Sternbahnen 51. 56. 85.  
 Expansion der Luft 486. 577—584.  
 Explosion bei Bildung neuer Sterne 230. 923.  
 Explosionsbeben 323.  
 Explosionswellen auf der Sonne 108.  
 Explosiver Zustand des Sonneninneren 130. 229.  
 Extinction s. Absorption.  
 Extranepturneller Planet 263.  
 Fabrikstädte, Nebel in 639.  
 Facettengeschlebe 768.  
 Fackeln der Sonne 94. 99. 102. 103. 125—130. 138. 148.

- Fallende Körper, Abweichung 264.  
 Fallgeschwindigkeit von Kugeln 641.  
 Falten der Erdkruste 284. 286. 289. 312.  
     336. 341.  
 Farbe des Himmelslichts 855. 864.  
   — — Meeres 373—377.  
   — — Mondlichts 876.  
   — der Seen 409.  
     s. auch Blaue Farbe.  
   — des Sonnenlichts 855. 864.  
 Farbenringe, Newtonsche 847.  
 Farbenscheiben, „ 856.  
 Farbiger Schnee 394.  
 Faserung des Gesteins 768.  
 Fata morgana 834.  
 Fauna der Binnenseen 406. 407.  
   — des Meeres 356—359. 370. 376.  
   — relikte 402. 407.  
 Federwolken s. Cirrus.  
 Fehler, wahrscheinlicher 459. 551.  
 Fernsicht 483. 487. 490. 886.  
 Ferrels Theorie der Cyklonen 724 bis  
     727.  
 Fettschichten auf Wasser 447.  
 Feuchtigkeit, absolute 616—618. 630. 787.  
     880.  
 Feuchtigkeit, relative 488. 613. 615. 616.  
     623—626. 631. 694. 695. 705. 787.  
 Feuchtigkeit, Schwankung 626—631.  
   — Verteilung, geographische 628—630.  
 Feuchtigkeit, Verteilung nach der Höhe  
     624—627. 631.  
 Feuchtigkeit und Cyklonen 714. 724. 728.  
     756.  
 Feuerkugel 212. 215. 216.  
   — Spektrum 216.  
 Fichtenwald 524. 526.  
 Fingerzapfenartige Eindrücke 218. 219.  
     344.  
 Firn 394. 395. 658.  
 Fischerei 352. 359. 367. 377.  
 Fixsterne 1—64.  
 Fjorde 421. 426.  
 Fläche, neutrale 278. 686. 720.  
 Flächenblitze 773. 775. 777. 795.  
 Fladenlava 314.  
 Flammenwirkung 882.  
 Flaschenposten 382.  
 Flechte 343.  
 Flecke der Sonne 95—103. 123. 126—130.  
   — — — Abstossung 128.  
   — — — Periode 132—158. 873. 956.  
     960. 961. 965.  
 Fliehkraft s. Centrifugalkraft.  
 Flora des Meeres und der Seen 356—359.  
     370. 376. 377. 406.  
 Fluidität s. Zähflüssigkeit.  
 Fluss 341. 345. 387. 418. 430. 799.  
   — Ablenkung 425.  
   — Geschiebe 419. 430. 433—435.  
   — Geschwindigkeit 427. 429.  
   — Rinne 287. 341. 407. 418. 421. 426.  
     432—434.  
 Fluss, Salzgehalt 360. 431.  
   — Schlamm 341. 399. 407. 409. 425.  
     430. 434.  
   — Thal 421. 467.  
   — Wasser 360.  
   — Wassermenge 427—429.  
 Flut s. Gezeiten.  
 Föhn 704. 705. 898.  
 Foraminiferen 356. 357.  
 Fortpflanzung des Lichtes 69. 138.  
   — magnetischer Störungen 137.  
 Fortpflanzung der Schwere 88.  
 Fossile 291. 292. 295. 355. 418.  
 Fossiles Eis 392. 401.  
   — Elfenbein 402.  
 Frakto-Cumuli 643.  
 Frakto-Nimbi 643. 704.  
 Freie Wellen 454.  
 Frost 513. 519. 522. 543.  
 Frostgrenze 543.  
 Frosttiefe 543.  
 Frühling 149. 553.  
 Frühlingsäquinocmium 4.  
   — spunkt 4. 6. 268. 274.  
 Fulguriten 779.  
 Fumarolen 303.  
 Fundamentalgneise 296.  
 Fundy Bay, Gezeitenströme. 462.  
 Funkeln der Himmelskörper 496. 829—  
     832.  
 Funkenlänge 784. 911.  
 Gasgesetze 123. 228. 745.  
 Gasnebel 33. 39.

- Gasspektren 22.  
 Gasvolumeter von Issel 246.  
 Gauss'sche Theorie d. Erdmagnetismus 972.  
 973.  
 Gebäude, Blitzschaden an 781. 782.  
 Gebirgsketten, Bildung 284. 296. 336—  
 341. 371.  
 Gebirgsketten und Cyklonen 714.  
 — — Gewitter 799.  
 — — Winde 704.  
 Gebirgsluft 482. 483. 901.  
 Gebirgsmassiv 254. 256. 258. 326.  
 Gefrieren unter Druck 396. 398.  
 — vom Meer 388.  
 — von Salzlösungen 373. 387—389.  
 — von Wasser 373. 524.  
 Gefrorener Boden 534. 543.  
 Gegendämmerung 860—862.  
 Gegenkraft 728.  
 Gegenpassat 688. 762.  
 Gegensatz des Klimas verschiedene Welt-  
 teile 414. 572. 733. 734.  
 Gegensein 154. 202.  
 Gegensonne 844.  
 — Höfe und Ringe um 848.  
 Geissler'sche Röhren 205. 909. 910.  
 Gekröselava 314.  
 Gelbe Sterne 21. 25. 52.  
 Geoïd 262—264.  
 Geoïdenfläche 263.  
 Geotherme 530. 531.  
 Geothermische Tiefenstufe 278. 285.  
 Gerade Aufsteigung 5. 6.  
 Gerölle 432.  
 Geschiebe 419. 430. 434. 435.  
 Geschwindigkeit, molekulare 173. 224.  
 597. (s. auch Fortpflanzung).  
 Geschwindigkeit der Flüsse 429.  
 — d. Himmelskörper 83—85.  
 — der Meeresströmungen 381—383.  
 Geschwindigkeit d. Protuberanzen 108—  
 110.  
 Gesteine 288—296.  
 Gewitter 146. 149. 240. 296. 722. 723.  
 772—811 888.  
 Gewitter, Bildung 759. 787. 793—798.  
 — Dauer 801.  
 — Entfernung 777.  
 — Fortschreitung 798—801.  
 Gewitter, Frequenz 568. 788—792. 806.  
 — Ionen vor 898.  
 — Regen 794—798. 886.  
 — Wolke (s. Cumulo-Nimbus) 644. 788.  
 798.  
 Gewitternase 787. 797.  
 Geysir 134. 285. 304. 416. 418.  
 Gezeiten 59. 134. 276. 448—464.  
 — im Luftmeer 892. 971.  
 — Energie 462.  
 — Wellenhöhe 450. 462.  
 Gezeitenströme 462. 463.  
 Gezwungene Wellen 454.  
 Glacialrisse 399. 403.  
 Glas 217. 295.  
 Glashauswirkung 170. 172. 185. 340. 479.  
 512. 539. 575. 588. 614.  
 Glatteis 638. 656.  
 Glaukonitsand 357.  
 Gleichgewichtsfigur 239.  
 Gletscher 389. 395—402. 425. 570.  
 — Bildung der 395. 570. 622.  
 — Flüsse 374. 398.  
 — Korn 397.  
 — Lawinen 400.  
 — Thor 398.  
 — Tisch 399.  
 Globigerinenschlamm 356—358.  
 Glorie 848—850.  
 Gneis 295. 296.  
 Gold im Meereswasser 359.  
 Golfstrom 146. 367. 371. 380. 385. 387.  
 390. 391. 414. 429. 540. 542. 572.  
 730—732.  
 Golfstrom Schwankungen 146. 730.  
 Gondwana-Schichten 405.  
 Gradient 676. 677. 680. 682—685. 692.  
 696—698. 702. 703. 707. 715. 716.  
 Gradmessungen 235—239. 264.  
 Granit 292. 343. 529. 978.  
 Granulation der Sonnenfläche 94. 102.  
 Grasdecke 520. 526. 543. 636. 763. 783.  
 Graupel 658. 803. 805.  
 Gravitation 73—79. 87.  
 Gravitationskonstante 249.  
 Grönland, Inlandseis 402. 403. 481.  
 — Klimaverschlechterung 568.  
 Groombridge 1830 19. 230.  
 Grösse der Körper im Sonnensystem 80.

Größenklassen der Sterne 10. 12. 20.  
 Grotten 345.  
 Grubenkompass 978.  
 Grundlawinen 401.  
 Grundluft, Radioaktivität 900. 901.  
 Grundmoränen 399.  
 Grundwasser 319. 415. 783.  
 Grüner Mond und Sonne 864.  
 „Grüner Strahl“ 856. 857.

Haarrauch 490.  
 Haarhygrometer 617.  
 Hafenzeiten 454.  
 Haffe der Ostsee 468.  
 Hagel 644. 659. 801—806. 809.  
 — Fälle, Periode 143. 641. 777. 792.  
   805.  
 — Fallzeit 803. 804.  
 — Körner 801—803.  
 — Schaden 659.  
 — Verbreitung, geographische 804.  
 — Wetter, Bildung 759. 801—805.  
 — — Fortschreitung 759. 801.  
 Haifischzähne 358.  
 Halleyscher Komet 207. 211.  
 Haloen 843—847.  
 — Frequenz 844. 846. 847.  
 — künstliche 847.  
 Handelskrisen und Sonnenflecke 143.  
 Harmonische Analyse 453. 455—460. 601.  
 Harvard-Stern 62.  
 Harz 257. 850.  
 Harzartige Produkte, Verwesung von  
   483.  
 Haselnuss, Verbreitung 566.  
 Haufenwolke s. Cumulus.  
 Hebung des Bodens (s. Landhebung)  
   277. 339. 465.  
 Heide 764.  
 Helium 33. 474. 911.  
 — Linien im Sonnenlicht 95. 102.  
   107.  
 Heliumsterne 24.  
 Helle Nächte 857.  
 Helligkeit der Sterne 9. 11. 17.  
 Helligkeitsklassen 10. 12.  
 Hemmpunkt 217.  
 Herbst 553.

Arrhenius, Kosmische Physik.

Herbstpunkt 6.  
 Herculis  $\alpha$  26.  
 — 59. 56.  
 Hering 359. 367. 377.  
 Herkules, Sternhaufen 39. 40.  
 Heulen des Windes 819. 820.  
 Himalaya 258. 339. 982.  
 Himmelsfarbe (s. Dämmerung) 852. 864.  
   876—878.  
 Himmelsgewölbe, Aussehen 823—825.  
 Himmelslicht, Polarisation des 868—874.  
 Indifferente Thermen 417.  
 Inducierter Magnetismus 937. 941. 942.  
 Induktionsstrom 780. 783. 938—940.  
   985. 989.  
 Inklination, magnetische 137. 148. 907.  
   934—940. 974.  
 — Perioden 940. 954. 963. 971.  
 Inklinatorium 934—936.  
 Inlandseis 395. 399. 400. 402. 403. 423.  
 Innenmoräne 399.  
 Innere Reibung des Wassers 378.  
 Inselberge 767.  
 Insolation s. Sonnenschein, Dauer des  
 Interglacialzeit 405.  
 Intermittierende Quellen s. Geysir.  
 Interplanetarische Atmosphäre 596.  
   onen 151. 655. 894.  
 Ionisierung der Luft 793. 894. 900.  
 Irmingerstrom 731.  
 Irrlichter 878—880.  
 Irrwische s. Irrlichter.  
 Isanomalien, erdmagnetische 974. 975.  
 — thermische 562—565. 608.  
 Isapoklinen 975.  
 Ischia, Erdbeben von 316. 318.  
 Isobare Flächen 742. 753.  
 Isobaren 606—609. 701. 704. 715. 741.  
   747. 748. 752.  
 — gradlinige 723.  
 Isobronten 797. 799.  
 Isochasmen 902. 903.  
 Isodynamen 943. 944.  
 Isogonen 929. 934. 978. 979.  
 Isohypsen 557.  
 Isoklinen 939. 940. 977.  
 Isolierte Berge, Temperatur 576.

- Isolierung durch Schnee 534. 543. 549.  
     574. 718.  
 Isoplethen, thermische 556.  
 Isoseisten 320.  
 Isostasie 340.  
 Isosteren 741. 749.  
 Isotherme Flächen 280. 588.  
 Isothermen 369. 557. 558. 560. 561.
- Jagdhunde, Nebel 34.  
 Jahr 1.  
 Jahreszeiten 1. 553.  
 Japan, Erdbeben 316.  
 Japetus 199. 200.  
 Jod in der Luft 482.  
   — in Salzseen 409.  
 Jupiter 191—194.  
   — Abplattung 191.  
   — Achsendrehung 192.  
   — Flecke 193.  
   — Monde 68. 175. 198.  
   — Spektrum 176. 177.  
   — Streifen 192.  
   — Temperatur 194.  
 Jura, Gebirge 401. 425.  
   — Zeit 407.
- Kalkalgen 357.  
 Kalkausscheidende Organismen 342. 355.  
     359.  
 Kalknadeln 356.  
 Kalkstein 295. 345. 361. 477.  
 Kälte, grosse 521. 706. 717.  
 Kambrische Zeit 288.  
 Kanäle auf Mars 190.  
 Kanaltheorie der Gezeiten 454.  
 Kannelierungen der Vulkane 300.  
 Kanonendonner, Hörweite 777. 821.  
 Kant-Laplacesche Hypothese 223—226.  
 Kaolin 342.  
 Kapillare Wellen 436.  
 Karst 345. 401.  
   — Flüsse im 425.  
   — -Landschaft 345.  
   — Seen 407.  
 Kathodenstrahlen 152. 654. 919.  
 Kaukasus 257.
- Kegelform der Vulkane 300.  
 Keil des Luftdrucks 723.  
 Kellerräume, Ionengehalt 896. 897. 900. 901.  
   — Temperatur 526.  
 Kentern des Gezeitenstromes 463.  
 Keplers Gesetze 54. 56. 66. 71. 72—78.  
     80. 196. 223. 274.  
 Kesselstein 418.  
 Kiesbänke 434.  
 Kieselnadeln 357.  
 Kieselensäure 312. 342.  
 Kieselssinter 291.  
 Kieselenskelette 357. 358.  
 Kilauea 300. 301. 644.  
 Kimmung 832. 833. 876.  
 Kinetische Gastheorie 173.  
 Klammen 421.  
 Klänge musikalischer Natur 820. 821.  
 Klastische Sedimente 290.  
 Kleine Planeten 68. 70. 89. 176. 224.  
 Klima älterer Zeiten 359. 405. 472. 562.  
     567. 568. 614. 768.  
 Klimaänderungen 171. 291. 397. 562—572.  
     768.  
   — in arktischen Gegenden 508. 569. 764.  
   — kurzperiodische 140. 562. 566. 570. 732.  
   — Sonnenfleckenperiode 140—146.  
 Klima äquatoriales 553.  
   — gemässigt 552.  
   — insulares 553. 588. 614.  
   — kontinentales 514. 549. 552. 553.  
   — oceanisches 514. 549. 552. 553.  
   — solares 508—517.  
   — tropisches 553.  
   — Vermilderung durch Seen 538. 559.  
 Knoten 348.  
 Kochsalz 213. 287. 360.  
 Kohle 106. 476.  
   — Bildung 476.  
   — Konsum 423. 478. 639.  
   — Staub 489. 639.  
 Kohlensack 41.  
 Kohlensäure 170. 187. 190. 295. 296. 304.  
     305. 340. 342. 356. 358. 361. 362.  
     373. 416. 473. 475—481. 499. 503.  
     504. 507. 614. 617. 639.  
 Kohlenwasserstoffe 204. 304. 305. 477.  
     482. 503. 597.  
   — Spektrum 26. 204.

- Koïnzidenzen, Methode der 244.  
 Kokkolithen 357.  
 Kometen 79. 157. 202—212. 224.  
 — Bahnen 202.  
 — Haube 204. 208.  
 — Häufigkeit 203.  
 — Kern, Kopf 203. 204. 206—208.  
 — Lichtstärke 207.  
 — Masse 203. 208.  
 — Schweif 150. 203. 204—207. 925.  
 — Spektrum 204.  
 — Temperatur 208. 209.  
 — Zersetzung 208.  
 Kompass 926.  
 Kompressibilität 331. 371.  
 Kondensation 486. 488. 505. 545. 582.  
 — 585. 626. 632—635. 643. 649. 654.  
 — 749. 756. 793. 919.  
 — sfläche 258.  
 — sgebiet 757. 760.  
 — skerne, Nuclei 632. 654. 793. 863.  
 — 899.  
 Kondensationshygrometer 619.  
 Kontaktmetamorphose 296. 309.  
 Kontinent 347. 358. 392. 454.  
 Kontinentalböschung 352.  
 Kontinentalstufe 288. 341. 352. 359.  
 Kontinuierliches Spektrum 22. 27. 34.  
 Konvektion von Wärme 519. 532. 538.  
 Kopernikanisches System 67. 240.  
 Kopfschatten mit Glorie 848—850.  
 Koralle 342. 352. 359. 471.  
 — Riffe 471.  
 — Sand 342. 359.  
 Krakatau, Ausbruch 301—303. 490. 688.  
 — 762. 821.  
 — Dämmerung nach Ausbruch 855.  
 — 863—868.  
 — Luftwellen 787. 821. 822.  
 — Wasserwellen 323. 324.  
 Kreiselbewegung 268.  
 Kreuze am Mond und an der Sonne  
 — 844—846.  
 Kreuzsee 439. 711.  
 Kritische Distanz (Schlagweite) 784. 911.  
 Kritischer Punkt 283. 312.  
 Kryokonit 403.  
 Krypton 474. 911.  
 Krystalle 293. 310.  
 Krystallinische Schiefer 295.  
 Krystallisation 296. 310.  
 Kugelblitze 773. 775—777. 784. 809.  
 — Farbe 776.  
 — künstliche 775. 776.  
 — mechanische Wirkung 776. 777.  
 — Temperatur 776.  
 Kulmination 6. 892. 971.  
 Kultur 365. 405. 764. 768.  
 Kundtscher Versuch 470.  
 Kuro-Schio 374. 385. 386.  
 Küste 259. 352. 443. 465—472. 763.  
 Küstengebirgsketten 340.  
 Küstenriffe 469—472.  
 Küstenthon 355. 356.  
 Küstenverschiebungen 465—472.  
 Labiler Zustand der Luft 709. 724. 727.  
 Lacaille 9352. 19.  
 Lahngänge 401.  
 Laibach, Erdbeben von 316.  
 Lake Bonneville 430. 465.  
 Lake Warren 465.  
 Landhebung 466—468.  
 Landnebel 639.  
 Landsenkung 465—468. 472.  
 Landwinde 692—694. 794.  
 Lapilli 298.  
 Latente Wärme s. Verdunstungswärme.  
 Lava 299. 300. 303. 307. 309. 312—316.  
 Lavaherde 311—314.  
 Lawinen 395. 400. 401.  
 — Bahnen 401.  
 — Kegel 461.  
 Lebensluft 479.  
 Lenzen 439. 711.  
 Leoniden 210. 215.  
 Leuchtende Nachtwolken 580. 649. 851. 921.  
 — — Geschwindigkeit 852.  
 — — Höhe 852.  
 — — Periode 851. 852.  
 Lexells Komet 210.  
 Leyer, Ringnebel 36.  
 Licht der Himmelskörper 23—28. 91—93.  
 — 876.  
 Lichtäther 231.  
 Lichtbogen 102. 131.  
 Lichtjahrweite 3.

- Lichtsäule 846.  
 Lichtwellen, Ablenkung 825.  
 — Biegung (Diffraction) 842. 847. 851. 855.  
 — Brechung 830. 831. 835. 844. 856.  
 — Dispersion 829. 831.  
 — Reflexion 852. 857. 873.  
 — — selektive 853. 872. 877. 878.  
 Lima, Erdbeben von 316.  
 Linienblitze 773—775.  
 Lissabon, Erdbeben 316. 318.  
 Litoralzone s. Kontinentalstufe.  
 Littorinameer 406.  
 Llanos 764.  
 Lloydsche Wage 946, 970. 971.  
 Lochs 406.  
 Lokale Gewitter 795. 798.  
 — magnetische Störungen 978—980.  
 — Umstände, Einfluss von 701. 734.  
 — Winde 704—706.  
 Lokalvariometer 943.  
 Löss 765. 770.  
 Lot 348. 427.  
 Lotabweichung 250. 257.  
 Lotleine 348.  
 Luft (s. Atmosphäre der Erde).  
 — feuchte 615. 645.  
 Luftballon s. Ballonaufsteigungen.  
 — Glorie um 850.  
 Luftdruck 148. 277. 590—611. 752. 787.  
 — Differenzen Dänemark-Inseln 781.  
 — Gradient 676.  
 — geographische Verteilung 606—609.  
 — Höhenverteilung 592—594. 602. 604. 827.  
 — bei Lawinen 401.  
 — um einen Luftstrom 754.  
 — Maxima, Minima 610. 611. 708.  
 — Periode, halbtägige 600. 602—604. 921—923.  
 — — jährliche 601. 604.  
 — — Mond- 892.  
 — — tägliche 600—604.  
 — Typen 722.  
 — in Tromben und Cyklonen 610. 809.  
 — unregelmässige Schwankungen 447. 600. 609—611.  
 Luftelektrizität s. Elektrizität atmosphärische.  
 — 146. 149. 793. 881—901.  
 Luftionen 793. 894. 897—901.  
 Luftperspektive 483. 488. 824. 874.  
 Luftprobe 617.  
 Luftpumpe, S. 56.  
 Luftsedimente 765. 770.  
 Luftspektrum (s. Atmosphärische Linien) 910. 911.  
 Luftspiegelung 832—835.  
 Luftströmungen (s. auch Winde) 513. 532. 595. 687—692. 986.  
 — horizontale 754. 758.  
 — vertikale 545. 674. 687. 891.  
 — auf Merkur 169.  
 — bei Sonnenfinsternissen 959.  
 Lufttemperatur 519. 520. 544—589. 694. 719. 749.  
 — Anomalie 562. 570.  
 — Bewölkung, Einfluss 549.  
 — Korrektur zum Meeresniveau 557.  
 — Periode, jährliche 548. 552—557. 577.  
 — — sekundäre 562—577.  
 — — tägliche 544—550. 577.  
 — Verteilung, geographische 557—562.  
 — — nach der Höhe 572—589.  
 Luftwirbel 659. 662. 669. 679. 685—687. 697—704. 705. 719. 797. 805—811. 958—960. 965. 971.  
 — Entstehung 686. 723—730.  
 — Höhe der vertikalen 687. 700. 754.  
 — mit horizontaler Achse 697. 794. 797. 798.  
 — und Sonnenflecke 140. 145.  
 Lyrae  $\alpha$  s. Vega.  
 —  $\beta$ . 24. 56. 57. 63.  
 Mäander 433.  
 Magma 282. 283. 292. 293. 296. 299. 312—316. 333. 334.  
 Magnesiumlinien 102. 131. 226.  
 Magnetfeld 152. 918. 929—932. 944. 973—980.  
 — der Schwankungen 955—959.  
 — der Sonne 120. 983.  
 — der Störungen 965.  
 Magnetische Elemente für Potsdam 944.  
 — — Schwankungen 951—972.  
 — Landesvermessung 928. 978—980.  
 — Meridianen 906. 931. 932.

- Magnetische Momente 941. 942.  
 — — Temperaturvariation 942. 946—947.  
 — — zeitliche Abnahme 942. 943.  
 — Observatorien 947.  
 — Parallelen (Äquipotentiallinien) 931. 932. 944.  
 — Reiseinstrumente 927—929. 937. 940. 945.  
 — Störungen s. Störungen.  
 Magnetismus gebrannten Thons 977. 978.  
 Mammut 402.  
 Mangrove 470—471.  
 Manometer 351. 546. 670.  
 Mariottes Flasche 616.  
 — Gesetz 596.  
 Marmor 295. 309.  
 Mars 68. 70. 183—191.  
 — Atmosphäre 172. 174. 176. 185.  
 — Erhebungen 187.  
 — Farbe 185. 187. 189.  
 — Kanäle 190. 191.  
 — Klima 185. 189. 614.  
 Mars, Kohensäureschnee 187.  
 — Monde 198.  
 — Polarkappen 183.  
 — Spektrum 176.  
 — Temperatur 171.  
 — Umdrehungszeit 183.  
 — Veränderlichkeit 183. 189. 190.  
 Mascaret 462.  
 Masse der Erde s. Dichte.  
 — der Planeten 80.  
 — der Sterne 49.  
 Massendefekte und -überschüsse 255. 257. 258. 261. 339.  
 Massengesteine 292—295.  
 Massenverschiebungen 271. 277. 609.  
 Mauna Kea und Mauna Loa 179. 259. 300.  
 Maximalspannung von Wasserdampf 581. 612. 618. 632.  
 Maxwellsche Elektrizitätstheorie 121.  
 Meer 258. 259. 347—393. 406. 467. 489.  
 — Boden 258. 279. 335. 348. 353—359. 377. 380. 442. 466.  
 Meer, Bodenböschung 335. 352.  
 — Dichte 363—367. 373. 386.  
 — Eis 387—393.  
 — Farbe 373—377.  
 Meer Gasgehalt 361. 362.  
 — Gefrierpunkt 373. 388.  
 — Oberfläche 234. 259.  
 — Salzgehalt 287. 359—367.  
 — Sand 445. 763.  
 — Strömungen 361. 363. 367. 377—387. 513. 635. 793.  
 Meer, Temperatur 350. 351. 359. 367—373. 377. 535. 540—542.  
 Meeresleuchten 376.  
 Memnonstatue, singende 821.  
 Meridianebeane 3. 741. 929.  
 — magnetische 906. 931. 932.  
 Meridianquadrant 238.  
 Merkur 181. 199.  
 — Atmosphäre 176.  
 — Lichtstärke 848.  
 — Temperatur 169.  
 — Umdrehung 181.  
 Messina, Erdbeben 316.  
 Metallbarometer 591.  
 Metalle und Metalloide in der Sonne 106. 911.  
 Metallische Protuberanzen 108—113.  
 Metamorphosen 295.  
 Meteore 125. 157. 158. 459.  
 Meteorite 212—220. 233. 344. 358.  
 — Aufglühen 215. 580. 594.  
 — Entstehung 155—158.  
 — Hemmpunkt 217.  
 — Streufeld 217.  
 — Temperatur 218.  
 Meteorologischer Äquator 129. 608. 615.  
 Meteorsteine s. Meteorite.  
 Milchfarbe der Gletscherbäche 374. 399.  
 — des Meeres 375.  
 Milchstrasse 41. 64.  
 Mimas 199.  
 Mineralgänge 310. 980.  
 Mineralquellen 304. 416.  
 Mira Ceti 26. 56.  
 Mirasterne 56. 57.  
 Mistral 706. 764.  
 Mitschwingung 245. 448. 664. 783. 821.  
 Mittelalter, Klima im 566—569.  
 Mittelbildung 550—552.  
 Mittellauf 419.  
 Mittelmeer 366. 367. 386.  
 Mittelmoräne 398.

- Mizar 49.  
 Mofette 304. 639.  
 Moldavite 217.  
 Monat 1. 276.  
 Mond 177—181. 197.  
   — Atmosphäre 174. 179.  
   — Einfluss auf Witterung 891. 892.  
   — — elektrischer 791. 892—894.  
   — — magnetischer 149. 155. 971. 972.  
 Mond, Gebirgsketten 180. 848.  
   — Gezeiten 448—454.  
   — Licht 93. 176. 848. 876.  
   — Meere 178.  
   — Parallaxe 69.  
   — Regenbogen 841.  
   — Strahlensysteme 180.  
   — Temperatur 166—168. 180.  
   — Umlaufzeit 73.  
   — Veränderungen 180.  
   — Wasser auf 179—180.  
 Monde der Planeten 197—200.  
 Mondhof 847.  
 Mondringe 843—847.  
 Monsune 688. 695. 696.  
   — Gradient 696.  
   — Höhe 696.  
 Monsunengebiet 662.  
 Monsunströme 379. 380.  
 Moore 407. 414.  
 Moorwiese 529.  
 Moränen 391. 396. 398—400. 402. 407.  
 Morgenröte 855. 857.  
 Multiplikationsverfahren 938.  
 Mündung der Flüsse 419.  
 Murbrüche oder Murgänge 419.  
 Muscae, *R* 57.  
 Muschelbänke 465.  
 Muschelförmige Abschuppung 218. 344.  
 Musikalische Naturklänge 820. 821.  
  
 „Nachglühen“ 875.  
 Nachtfroste 518. 519. 522.  
 Nachtgewitter 787.  
 Nächtliche Abkühlung 533. 545. 565.  
   — Strahlung 518—525.  
 Nachtwolken, leuchtende 580. 649. 851. 921.  
  
 Nachwirkung, elastische 277. 339.  
 Nadirfluten 452.  
 Natriumlinien 24—25. 99. 105. 204.  
 Natronseen 408.  
 Nebel (auf dem Himmel) 33. 62. 156. 157. 222. 225. 230. 231. 923—925.  
   — Spektrum 33. 34. 46.  
   — Zustand 43. 44. 656.  
   — (irdischer) 390. 486. 635. 638—640. 643. 644.  
   — Bildung 634. 635.  
   — Gebirgs- 640.  
   — Luftelektrizität bei 886. 899.  
   — Periodizität 639. 640.  
   — -Signale 817. 818.  
   — -Tropfen 641. 847.  
 Nebellinie 33.  
 Nebenflüsse 433.  
 Nebenmonde 844—846.  
 Nebensonnen 844—846.  
 Nebulosa s. Nebel.  
 Necks 307.  
 Negative Partikelchen 42. 43. 149. 151. 204. 225. 604. 920.  
 Neigung der Planetenbahnen 84.  
 Neon 474. 911.  
 Nephoskop 647.  
 Neptun 89. 197.  
   — Mond 175. 197. 224.  
   — Spektrum 176.  
 „Neros Graben“ 352.  
 Neue Gase der Luft 473—475. 910. 911.  
 Neue Sterne (s. auch Nova) 60—64. 230. 923—925.  
   — Entstehung 63. 230. 923.  
   — Spektrum 25. 61. 62. 63. 923.  
 Neufundland, Nebel bei 635. 640.  
 Neutrale Fläche 278. 686. 720. 757.  
   — Punkte 870—873.  
   — — und Sonnenflecke 873.  
 Newtonsche Farbenringe 847.  
   — Farbenscheiben 856.  
 Newtonsches Gesetz 73—83.  
 Niagara 287. 407. 422.  
 Nickel in Meteoreisen 213. 214.  
 Nickelstahl 237.  
 Niederschlag 394. 570. 614. 635—640. 653—666. 703. 704.  
   — Elektrizität bei 786. 804. 886—888.

- Niederschlag, Gebiet 429.  
 — im Gebirge 661.  
 — geographische Verteilung 661—664.  
 — Maximiwerte 660—663.  
 — Menge 659—666.  
 — Periodizität 665. 666.  
 — und Sonnenflecke 142.  
 Nimbus 643. 704.  
 Nippflut 452.  
 Nitrate und Nitrite 482. 656. 657.  
 Niveaufläche 263.  
 Nivellierung (s. auch Denudation) 238. 263.  
 Nordlicht s. Polarlicht 135. 137—139. 146. 208.  
 — Geräusch bei 820.  
 Nordlichtlinie 909—911.  
 Nordpol, magnetischer 929. 934.  
 Nordsee 353. 365. 386. 567.  
 Normalgefälle 418.  
 Normalinstrumente 550.  
 Nova, Andromedae (1885) 62.  
 — Aurigae (1892) 25. 62.  
 — Cassiopejæ (1572) 60.  
 — Centauri (1895) 61.  
 — Coronae borealis (1866) 61.  
 — Cygni (1600) 60.  
 — — (1876) 61.  
 — Kepleri (1604) 61.  
 — Normae (1893) 62.  
 — Persei (1900) 923—925.  
 Nullmeridian 926.  
 Nummulithenkalk 357.  
 Nunataks 402.  
 Nutation 268—270. 282. 452.  
 Oasen 418.  
 Oberflächenspannung 447.  
 Oberitalienische Seen 406.  
 Oberlauf 419. 423.  
 Oberon 200.  
 Ocean (s. auch Meer) 336. 346. 347. 353. 371. 478.  
 Oceanographie 352.  
 Oel auf Wellen 447.  
 Oolithe 291. 479.  
 Ophiuchi, *U*. 55.  
 Optik, meteorologische 823—880.  
 Optische Doppelsterne 46.  
 — Trübung 483. 490.  
 Orbelinen 356. 357.  
 Organisches Leben, Möglichkeit 172. 173. 221. 285. 288. 353. 361. 370. 372. 376. 394.  
 Organismen, kalkausscheidende 342. 355. 359.  
 — konservierende 344. 470.  
 Organogene Sedimente 292. 342. 355. 359. 361. 408.  
 Orientierung der Kirchen, magnetische 926.  
 Orionis,  $\alpha$  26.  
 —  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  und  $\epsilon$  24.  
 Orionlinie 24. 33. 37.  
 Orionnebel 36. 37. 225.  
 Orkan 671. 705.  
 Oscillierende Entladungen 773. 774. 779.  
 Osmotischer Druck 313.  
 Ostsee 353. 365. 366. 372. 386. 393. 406. 413. 567.  
 — Nebel auf 640.  
 Ovifak, Eisen von 214.  
 Ozon 482.  
 Packeis 387.  
 Pallas 90. 176.  
 Pampas 764.  
 Parabolische Bahnen 80. 86. 202.  
 Parallaxe der Körper im Sonnensystem 69.  
 — des Mondes 69.  
 — der Sonne 70. 71.  
 — der Sterne 13. 21.  
 Parallelstruktur 288. 295.<sup>3</sup>  
 Partialentladungen 775.  
 Partikelchen, negative 42. 43. 149. 151. 204. 225. 604. 920—925.  
 Passatwinde 380. 438. 688. 692. 696. 762. 769.  
 — Einfluss des Mondes auf 892.  
 Penguin-Tiefe 352.  
 Pegasi,  $\beta$  26.  
 — *U* 57.  
 Pegelstände 142. 446.  
 — und Sonnenflecke 142.  
 Pegmatite 293.  
 Pendelmessungen 242—263. 358.

- Pendelversuch, Foucaults 267.  
 Penumbra 95. 100. 102. 104.  
 Perihelium 89. 274.  
 Periodische Erscheinungen 1. 456—460.  
 Perlenschnurblitze 773. 775.  
 Petroleumgase 396.  
 Pflanzenleben 343. 376. 476—480.  
 Phänologische Erscheinungen 143—146.  
 Phasendifferenz 459. 587.  
 Phobos 198.  
 Phokis, Erdbeben von 317. 319.  
 Phosphoreszierende Organismen 376.  
 Phosphorwasserstoff, selbstentzündlicher 880.  
 Photographie der Blitze 773.  
 — des Himmels 11.  
 Photometer von L. Weber 869.  
 — von Zöllner 10.  
 Photometrie der Himmelskörper 10.  
 Photosphäre der Sonne 96. 100. 102. 106. 124.  
 Pinienwolke 296. 794.  
 Planetarische Nebel 33. 43.  
 Planeten 66—88. 164—197.  
 — Bahnen 66. 80. 84. 88. 224.  
 — Dichte 80. 164.  
 — Massen 79. 80. 90. 164.  
 — Spektra 176.  
 — Umlaufzeiten 71. 79. 90. 227.  
 Planeten, kleine (Planetoiden) 89. 90. 224.  
 Plankton 356. 376.  
 Plasticität 277. 283. 339. 396.  
 Platten-Anemometer 669.  
 Platzregen 660.  
 Plejaden 9. 20. 37.  
 — Nebel 37. 225.  
 Pluviometer 659.  
 Poikfluss 425.  
 Pol der Ekliptik 6.  
 — — Milchstrasse 41.  
 — magnetischer 929. 934.  
 Polabstand eines Magneten 942.  
 Polarbänder 642.  
 Polareis 391—393.  
 — auf Mars 183.  
 Polarisation des Lichtes. 839. 924.  
 — — — von Emulsionen 877.  
 — — — vom Himmel 865. 868—874.  
 — — — — Seewasser 874.  
 Polarisation des Lichtes von Wolken 872. 873.  
 — — — — aktinischen 872. 877.  
 Polarisiertes Licht der Haloen 845.  
 — — des Mondes 180.  
 Polarisiertes Licht des Persei-Nebels 924.  
 — — — Regenbogens 839.  
 — — — Saturnrings 196.  
 — — der Sonnencorona 117.  
 — — des Tierkreislichts 202.  
 Polarlichter 135. 137—139. 146. 152. 181. 183. 208. 902—921.  
 — Banden 908.  
 — Bogen 904—907. 911.  
 — und Cirrus-Wolken 907.  
 — Corona 904. 907.  
 — Draperien 908.  
 — und Erdladung 905. 920.  
 — — Erdmagnetismus 137—139. 905. 917—919. 952.  
 — Farbe 904. 905. 907.  
 — Höhe 580. 594. 911. 912.  
 — und Kathodenstrahlen 152. 919.  
 — Lichtstärke 908. 913.  
 — Maximalzone 152. 902.  
 — Nebel bei 907. 919.  
 — Periode, jährliche 912—914. 921.  
 — — Mond- 916. 917. 921.  
 — — sekundäre 137. 152. 914—917.  
 — — 26tägige 149. 916.  
 — — tägliche 914. 921.  
 — Schein, diffuser 904. 907.  
 — Sichtbarkeit 908. 913. 914.  
 — Spektrum 905. 910. 911.  
 — Strahlen 152. 907. 919.  
 Polarmeer 371. 377. 392. 640.  
 Polarstern 47. 269.  
 Polarstrom 363. 367. 386. 391. 569.  
 Polaruhr 874.  
 Polattiefe 327.  
 Polhöhe 5.  
 — Schwankungen 270—272.  
 Pollux 25. 786.  
 Poren der Sonne 94.  
 Potential des Erdmagnetismus 944. 972. 973. 976.  
 — der Schwere 83. 84.  
 Potentialfall in der Luft 881. 882. 886. 887.

- Potentialfall bei Sonnenfinsternissen 898.  
 Potentialflächen, elektrische 884. 885.  
 Potentielle Energie 81. 284.  
 Präcession 268—270. 282. 452.  
 Präzisionsnivellierung 238.  
 Präkambrische Zeit 288.  
 Prallstelle 426.  
 Procyon 17. 25. 32.  
 Procyonbegleiter 49.  
 Protuberanzen 103. — 105. 108. 120.  
     126—130. 828. 911.  
 — Geschwindigkeit 108—114.  
 — Höhe 113.  
 — Periodicität 113.  
 — Spektrum 23. 95. 108. 113. 911.  
 Psychrometer 544. 618. 619.  
 — Differenz 488. 520.  
 — — negative 520. 619.  
 — Formel 619.  
 — ventiliertes 619.  
 Ptolemäisches System 67.  
 Puppis,  $\zeta$  44.  
 Purpurlicht, erstes 861. 863—868. 875.  
 — zweites 862. 864—868.  
 — drittes 866.  
 — Dauer 866—868.  
 — Höhe 865. 866.  
 — Statistik 867.  
 Pyrheliometer 492—497. 522.  
 — selbstregistrierendes 494.  
 Pyrit s. Schwefeleisen.
- Quartäre Bildungen 339.  
 Quarzsand 342.  
 Quellen 415. 416.  
 — Gasgehalt 416.  
 — Salzgehalt 416.
- Radiationspunkt 209.  
 Radioaktive Körper 882. 884. 897. 899.  
     901.  
 Radiolarien 356—358.  
 Radiolarienschlick 358.  
 Rasen s. Grasdecke.  
 Rauch und Blitzgefahr 782. 806.  
 — — Luftelektrizität 886.  
 Rauchfrost 637. 638.
- Reflexion (s. auch Lichtwellen und Schall)  
     der Erdwärme 501.  
 Refraktion, atmosphärische 239. 825—829.  
 Regeneration 396. 397.  
 Regen (s. auch Niederschlag) 524. 659—  
     666. 704. 723.  
 — äquatoriale 661.  
 — -Bänder 505. 620.  
 — Chemie des 656. 657.  
 Regen-Menge 567. 626. 635. 795.  
 — -Messer 659.  
 Regenbogen 835—843.  
 — höherer Ordnung 836—840.  
 — Mond- 841.  
 — Polarisation 839. 840.  
 — sekundäre 841. 842.  
 — Theorie 835. 836. 842.  
 — weisser 842. 843.  
 — zweiter 838—840.  
 Regentropfen, Bildung von 653—655.  
 — Grösse 655. 795. 842.  
 — Temperatur 655.  
 Regenwolke (s. auch Nimbus) 644.  
 Regenzeit 666.  
 Regulierung d. Wasserzuflusses 420. 424.  
 — der Kohlensäuremenge 478—480.  
 Regulus 24.  
 Reibung der Luft 737. 740. 744. 750. 757.  
     760. 762.  
 — — — gegen die Erde 675. 678. 681.  
 — — — im Kondensationsgebiet 761.  
 — des Wassers 378. 442. 445. 447.  
 Reif 637. 657.  
 Reinheit der Luft 489. 507. 516. 521. 886.  
     893.  
     s. auch Staub.  
 Reiseinstrumente, magnetische 927—929.  
     937. 940. 942. 945.  
 Rektascension 5. 6.  
 Relativzahl, Wolfsche 132. 873.  
 Relikte Meeresteile 406.  
 Resonanz 245. 448. 664. 783. 820.  
 Respighis Phänomen 829. 831.  
 Retrograde Bewegung 200. 211.  
 — Richtung 5.  
 Reversionspendel 244. 245.  
 Rhabdolithen 357.  
 Rhea 199.  
 Rideau 433.

- Riffe 469. 471.  
 Rillen auf dem Monde 179.  
 Ringe um Sonne und Mond 843—847.  
 Ringbildung 223.  
 Ringförmige Nebel 36. 43.  
 Ringgebirge 179.  
 Ringriffe 472.  
 Rinne. V-förmige 723. 796. 798.  
 Rippelung des Meeresbodens 471.  
 Risse der Erdkruste 289. 307. 312. 313.  
 316. 335. 338. 340. 358. 371. 398.  
 416.  
 Rollen des Donners 777.  
 Röntgenstrahlen 654.  
 Rosalicht s. Purpurlicht.  
 Rossbreiten 688. 690. 754. 762. 766.  
 Rotes Meer 366. 371. 387.  
 Rötliche Sterne 26. 51. 58. 160.  
 Rücken am Meeresboden 352.  
 Rückschlag 780.  
 Rückstrahlung 500—502. 516. 521. 522.  
 Rückströmung in der Luft 689.  
 — im Meer 386. 387.  
 Ruhende Protuberanzen 113.  
 Ruheperioden der Vulkane 303.  
 Ruhezustand d. Himmelskörper 228. 229.  
 231. 232.  
 Rundhöcker 400.  
 Russpartikelchen 489. 639.  
  
 Salpen 375.  
 Salpetersäure (s. auch Nitrate) 482.  
 Salzablagerungen 291. 409.  
 Salze, in Eis 388.  
 — vom Himmel gefallen 213.  
 — im Meer 360—367.  
 — im Niederschlag 656.  
 — im Quellenwasser 416.  
 — im Süßwasser 360. 407.  
 Salziger Boden 765.  
 Salzseen 407. 539.  
 Sand 342. 432. 445. 466. 468. 528. 529.  
 820.  
 — vulkanischer 298. 302.  
 Sandbänke 432. 434. 468.  
 Sandgebläse 342.  
 Sandstein 528.  
 Sandwüste 767.  
  
 Sarmatisches Meer 406.  
 Satelliten 197—200.  
 Sattel im Luftdruck 723.  
 Sättigungsdefizit 620. 621. 623.  
 Saturnus 194—197.  
 — Abplattung 194.  
 — Monde 199.  
 — Ringe 193. 195—197. 223.  
 — Spektrum 176. 196.  
 — Streifen 195.  
 — Umlaufzeit 195.  
 — Veränderungen 197.  
 — Wolken 195.  
 Sauerstoff, Absorption von Strahlen 503.  
 — in der Luft 473—475.  
 — im Meer 342. 361. 370. 372. 373.  
 — Messung 617.  
 — in der Sonne 106. 911.  
 — Veränderung, örtliche 479—481.  
 — — zeitliche 475—479.  
 Savannen 764.  
 Schäfchen-Wolken s. Cirro-Cumuli.  
 Schalentiere 342.  
 Schall, Ablenkung 777. 816—819. 822.  
 — Beugung 812.  
 — Brechung 812—819.  
 — Durchlässigkeit für 816.  
 — Eindringen von Luft in Wasser.  
 812—815.  
 — — in Holz 815.  
 — Geschwindigkeit in Luft 813. 816.  
 819. 822.  
 — — in Wasser 813.  
 — Hörbarkeit 777. 812. 815. 817.  
 — und Prinzip von Doppler 818.  
 — Reflexion 814—816. 819.  
 — — totale 814. 817. 819.  
 — -Schatten 812. 817. 819.  
 Schallwellen 335. 812—822.  
 — beim Krakatau-Ausbruch 821. 822.  
 — spontane 819—821,  
 — und Wind 819.  
 Schatten 848. 850. 852.  
 Schäumen der Wellen 442. 647.  
 Scheeren 444.  
 Schichtwolke s. Stratus und Alto-Stratus.  
 Schiefe der Ekliptik 6.  
 Schiefer, krystallinische 295.  
 Schieferung 398.

- Schiffbarkeit der Flüsse 429.  
 Schiffbrüche und Sonnenflecken 143.  
 Schiffskompass 926.  
 Schiffslög 381.  
 Schilf 471.  
 Schlamm 341. 355—359. 399. 403.  
 — vulkanischer 299.  
 Schlammvulkane 303—306.  
 Schlieren in der Luft 483. 830. 831. 833.  
 Schmelzprozess 519.  
 Schmelzpunkt (s. auch Gefrieren) 282.  
 Schmidtsche Sonnentheorie 110. 828. 832.  
 Schnee 389. 394. 395. 401. 566. 574. 657.  
 658. 659. 723.  
 — -Algen 394. 403.  
 — -Decke 394. 489. 525. 534. 543. 658.  
 — — Dauer 135. 394. 414.  
 — -Flocken 657.  
 — -Gestöber 785.  
 — -Grenze 394.  
 — -Höhe, spezifische 658.  
 — auf Mars 185.  
 — -Schmelze 428. 432. 705.  
 — -Sterne 657.  
 — -Treiben 769. 820.  
 Schornsteine und Blitzgefahr 782.  
 Schotter 400.  
 Schotts 409.  
 Schrammen durch Gletscher 399. 403.  
 Schraubenlinie s. Spirale.  
 Schraubung des Eises 391.  
 Schreibersit 358.  
 Schrumpfung s. Zusammenziehung.  
 Schutt 321. 401. 419. 422.  
 — -Halden 344. 398.  
 — -Kegel 419.  
 Schutzconus 782.  
 Schutzcylinder 895—897.  
 Schwan 16. 30. 61.  
 — Nebel 37.  
 Schwarzes Meer 362. 372. 567.  
 Schweben der Wolken 640. 641.  
 Schwefel-Dämpfe 304.  
 — -Eisen 475—477. 638.  
 — -Regen 656.  
 — -Säure 482. 617. 638. 656.  
 — -Verbindungen 342. 362. 372.  
 — -Wasserstoff 362. 372. 373.  
 Schweflige Säure 482. 638.  
 Schwellen am Meeresboden 367. 370. 372.  
 Schwere 245—263. 737.  
 — und geographische Breite 255. 599.  
 — und Höhe 253. 254.  
 — auf den Planeten und der Sonne 80.  
 Schwerpunkt eines Systems 77.  
 Schwimmkörper 381. 427.  
 Schwingungen, elektrische 773. 774. 779.  
 971.  
 Scintillation 829—832.  
 Scirocco 705.  
 Sedimentäre Schichten 287—289.  
 Sedimentation 288. 341. 374. 376. 409.  
 432. 462. 467.  
 See, abflusslose 407—409.  
 — Neubildung von 400. 420. 422. 423.  
 — süsse 405—407. 420. 422. 538.  
 — Verschwinden 407. 432. 433.  
 Seebären 445. 447. 820.  
 Seebeben 321. 323—325.  
 — -Wellen 323. 443. 445.  
 Seenus, Verbreitung 566.  
 Seeschiessen 820.  
 Seespiegelschwankungen 445—447.  
 Seewege 387.  
 Seewinde 692—694. 724. 794.  
 Seiches 445—447.  
 Seife, Wellen beruhigend 447.  
 Seismische Erscheinungen s. Erdbeben.  
 Seismograph 328.  
 Seismologie 317.  
 Seismoskop 328.  
 Sekundäre Minima s. Teilminima.  
 Sekundenpendel 244. 255.  
 Selbstinduktion 784.  
 Selektive Absorption s. Absorption.  
 — — des Wassers 536.  
 — Reflexion 166. 483.  
 Senkblei 348.  
 Senkung des Erdbodens 326. 340. 465—  
 467.  
 Senkungsbeben 327.  
 Seracs 398.  
 Serapistempel zu Puzzuoli 465.  
 Serpentinisierung 426. 433.  
 Sibirische Ostküste. Klima 555.  
 Siderisches Jahr 4.  
 — Monat 276.  
 — Umlaufszeit 72. 147.

- Silberglänzende Wolken s. Leuchtende  
Nachtwolken.  
Silikate 293. 299. 336. 342.  
— basische und saure 313. 315.  
Silurzeit 284. 286. 288. 336.  
Singende Felsen 821.  
Sinkkörper s. Suspendierte Teilchen.  
Sinter 291. 418.  
„Sintflut“ 321.  
Sirius 9. 17. 24. 29. 30. 32. 49. 131.  
Siriusbegleiter 49.  
Siriustypus 24, 51.  
„Sog“ 445. 469.  
Solares Klima 508—517,  
Solenöide 743. 748. 749. 756. 759. 761.  
— 762.  
Solfataren 117. 304. 639.  
„Solitary waves“ 441. 445. 820.  
Sommer, Länge 274.  
Sonne 28. 65. 91—163.  
— Achse 126.  
— Äquator 126.  
— Atmosphäre 93. 102. 105.  
— Dichte 80. 121—123.  
— Dimensionen 80. 91.  
— Drehung 123—126.  
— Druck 111. 121—123.  
— Energie 158. 221. 228. 231.  
— Fackeln 94. 99. 102. 103. 125—130.  
— 138. 148.  
— Flecke 95—103. 120. 123.  
— — Periodizität 132—158. 873. 956.  
— 960. 961. 965.  
— Magnetfeld 120. 983.  
— Oberfläche 94.  
— Protuberanzen 103—105. 108—114.  
— 120. 126—130. 828. 911.  
— Spektrum 25. 105. 500.  
— Strahlung 91. 93. 158. 165. 276. 410.  
— 492—511. 515. 517.  
— Temperatur 123. 130—132. 502.  
— Thätigkeit 127.  
Sonnenabstand 3.  
Sonnen -auf und -untergang, Farben bei  
488. 505.  
Sonnenfinsternis 959. 960.  
Sonnengewitter 787. 790. 793.  
Sonnengezeiten 450.  
Sonnenhof 847.  
Sonnenkonstante 165. 494. 512.  
Sonnennähe s. Perihelium.  
Sonnenparallaxe 70. 71.  
Sonnenringe 843—846.  
Sonnenschein, Dauer des 650. 652.  
Sonnenstaub 150—156. 873. 920—925.  
Sonnensystem 3. 65—90. 221—225.  
— Eigenbewegung 32.  
— Entfernungen im 68. 69. 80.  
— Stabilität 158—163. 221—225.  
Sonnentag 3.  
Sonnenwende 274. 509.  
Spalte s. Risse.  
Spektralanalyse 21—31.  
Spektroskopische Doppelsterne 48.  
Spektrum der Wärmestrahlung 499—  
501.  
Sphagnum-Arten 414.  
Spica 48.  
Spirale 679. 685. 687. 699.  
— logarithmische 679.  
Spiralnebel 34. 227.  
Spitzenwirkung 782—785.  
Spontane Schallerscheinungen 819—821.  
Springflut 452. 454.  
Sprungschicht 409. 410. 535.  
Sprungwelle 462.  
Stabilität der Atmosphäre 748. 749. 755.  
— 756.  
— des Klimas 615.  
— des Sonnensystems 221. 229. 273.  
— des Wetters 723. 731. 735.  
Stadtnebel 639.  
Stadttemperaturen 559.  
Stalaktiten und Stalagmiten 291. 401.  
Stationärer Zustand der Atmosphäre 749.  
— 755. 756.  
Statische Theorie der Gezeiten 454.  
Staub im Himmelsraum 12. 44. 155. 158.  
— kosmischer 213. 358. 403.  
— in der Luft 483. 485—490. 501. 502.  
— 505. 507. 852. 863. 865.  
— und Luftelektrizität 886. 890. 894.  
Staubfälle 213. 770. 771. 863.  
Staublawinen 401.  
Staubwirbel 807.  
Staubzähler 486.  
Stefans Gesetz 52. 131. 158. 166. 285.  
— 521.

- Stehende Wellen 442. 445.  
 Steineis 402.  
 Steingetümmel 344. 390.  
 Steinkohlen 423. 476.  
 Steinmeteorite 155—158. 213. 215. 219.  
 Steinschlag 401.  
 Steinwüste 767.  
 Steppen 764.  
 Steppenfauna 566. 766.  
 Sterne 5—64.  
 — Abstände 15. 21.  
 — Bewegung 18. 29.  
 — Dichte 54.  
 — Durchmesser 13. 54.  
 — Häufigkeit 12. 42.  
 — Masse 49. 50. 54.  
 — Parallaxe 13. 15.  
 — Sichtbarkeit 9. 853.  
 — Spektra 23. 44. 131. 923.  
 — Temperatur 27. 502.  
 — Umlaufzeit 48—52.  
 — Zusammensetzung 25—28.  
 Sternbilder 5. 269.  
 Sternhaufen 33. 39. 42.  
 Sternort 11. 268.  
 Sternschnuppen 151. 157. 209. 211. 213.  
 215. 905.  
 — Häufigkeit 211. 212.  
 — Spektrum 216.  
 Sterntag 2. 240.  
 Sternwarten 9.  
 Steuerregeln bei Cyklonen 712.  
 Stickstoff 361. 473. 503. 911.  
 — Zufuhr zum Boden 656. 657.  
 Stoppelfeld, Glorie bei 849.  
 Störungen, magnetische 135. 137—140.  
 148. 152. 917—919. 948. 963—969.  
 — — Ausschlüssung von 953. 963.  
 — — Feld der 965.  
 — — Gleichzeitigkeit 948. 963—965.  
 — — Grösse 918. 919.  
 — — lokale 978—980.  
 — — Periode, jährliche 966. 967.  
 — — — Mond- 971. 972.  
 — — — sekuläre 965. 966.  
 — — — 26-tägige 968.  
 — — — tägliche 967. 968.  
 — — und Polarlichter 134—137. 917—  
 920. 952.  
 Störungen, magnetische, starke und  
 schwache 966—968.  
 — — durch Strassenbahnen 950.  
 Störungen, periodische und unperiodische  
 458.  
 — planetarische 90. 131. 273.  
 Strahlung der Erde 170. 284. 518—  
 525.  
 — schwarzer Körper 499.  
 — der Sonne 9. 93. 158. 165. 276. 410.  
 492—511. 515—517.  
 — der Sterne 93. 502.  
 Strahlungsdruck 121. 150—156. 177. 206.  
 219. 920—925.  
 Strahlungsmaximum 131. 502.  
 Strahlungswinter 549. 639. 717. 718.  
 Strandlinien, Strandterrassen 465.  
 Stratus 643. 644.  
 Strom s. Luftströmungen und Meeres-  
 strömungen.  
 — — Stärke eines Flusses 427—429.  
 Stromgefälle 419.  
 Strommesser 382. 383.  
 Stromquadrant 383. 427.  
 Stromschnellen 420. 422.  
 Stromversetzung 381.  
 Sturm (s. auch Cyklone und Wind) 671.  
 704.  
 — magnetischer 953. 965.  
 Sturmwellen 712. 725.  
 Stundenglas-See (Mars) 183. 184.  
 Stundenkreis 5.  
 Stundenwinkel 5.  
 Sturzseen 438.  
 Südpol, magnetischer 929. 934.  
 Südlichter (s. Polarlichter) 903. 908. 913—  
 915. 917.  
 Sulphate im Meerwasser 342. 362.  
 372.  
 Sulu-See 372.  
 Sümpfe 414. 420. 429. 471. 878.  
 Sunds, Gezeitenströme in 463.  
 Suspendierte Teilchen 374. 376. 399. 407.  
 431. 432. 872. 873. 877. 878.  
 Süsswasser 389. 415—418.  
 — — Seen 405—407. 409—414.  
 Synodischer Monat 1.  
 — Umlaufzeit 4. 72. 147.  
 Synoptische Karten s. Wetterkarten.

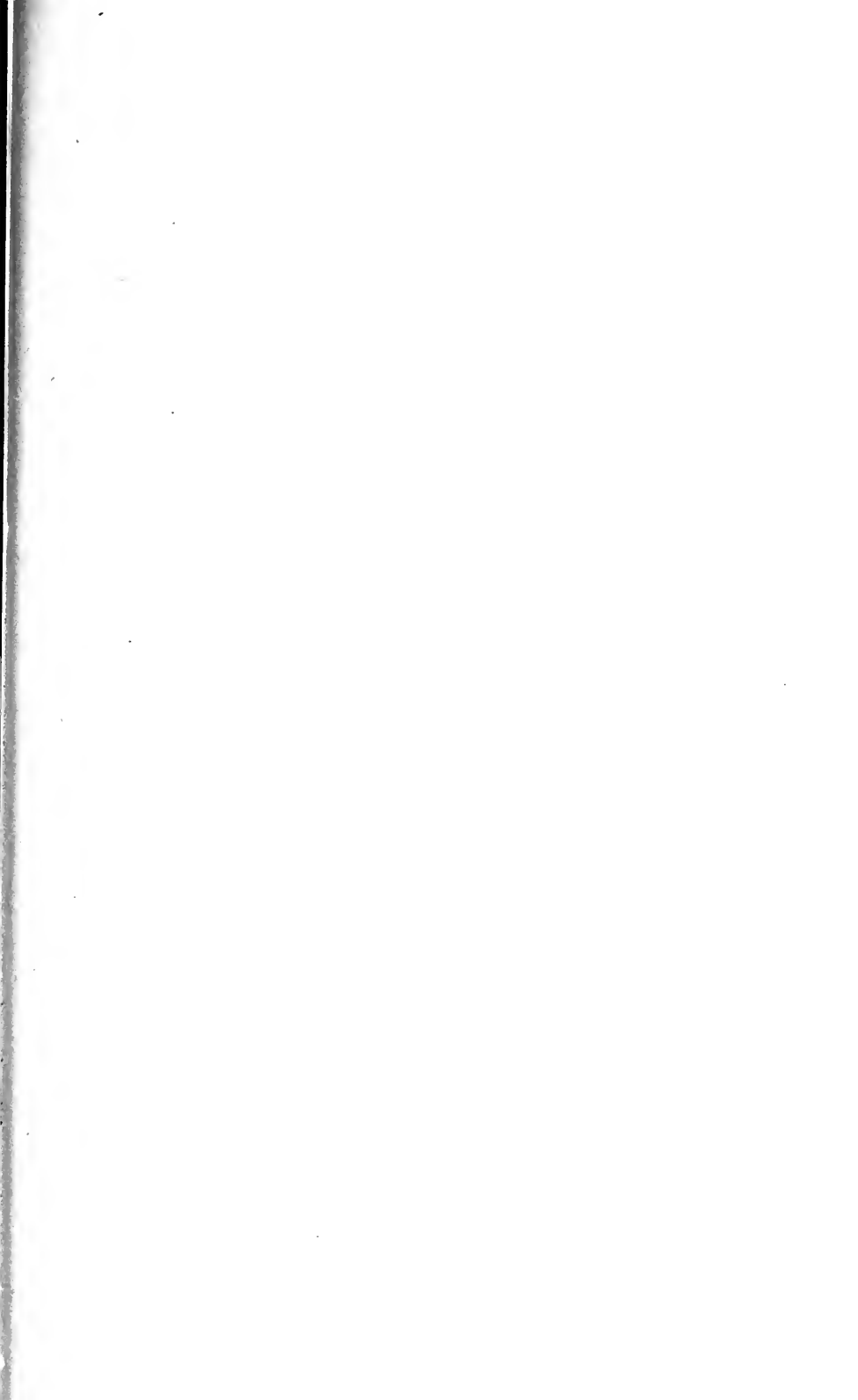
- Tachhydrit 290.  
 Tag 1—4. 240.  
 Tageshelle 852. 853. 857. 869. 878.  
 Tageswasser 415.  
 Tange 377.  
 Tangentieller Druck 340.  
 Taube Flut 452.  
 Teilminimum 722. 734.  
 Tektonische Beben 323—327. 990.  
 — Linien 323—327. 979.  
 Telegraphenkabel 352. 353.  
 Telegraphennetz, Rauchfrost an 637. 638.  
 — Blitzgefahr 777. 782.  
 Tellurische Linien s. Atmosphärische.  
 Tempels Komet 210.  
 Temperatur, absolute 7. 45.  
 — älterer Zeiten 359. 405. 472.  
 — der Binnenseen 409. 413. 536—540.  
 — des Bodens 501. 511. 526—543. 545.  
 — der Erde 170. 278—286. 501.  
 — -fall 281. 715.  
 — der Flüsse 539.  
 — der Gasnebel 43. 231.  
 — der Gletscher 398.  
 — -Inversion 545. 573. 575. 594. 639.  
 674. 693. 818. 876.  
 — Mittel 550—552.  
 — des Meeres s. Meer.  
 — des Mondes 166. 535.  
 — niedrigste 521.  
 — der Planeten 165—173.  
 — der Quellen 415—417.  
 — der Sonne 123. 130.  
 — der Sterne 27. 502.  
 — -Umkehr s. T.-Inversion.  
 — -Verteilung geographische 511—514.  
 — virtuelle 746. 750. 760.  
 — -Wechsel 723.  
 — des Weltraums 166. 231. 521.  
 Temperaturleitfähigkeit 491. 526. 531.  
 533.  
 Terminator 183. 187.  
 Terrassen 465. 766. 767.  
 Tertiärzeit 288. 295. 357. 358.  
 Thalbildung 421. 422.  
 Thalwind 694. 695.  
 Thau 518.  
 — im Gebirge 636.  
 — Glorie bei 849.  
 Thau in den Tropen 636. 637.  
 Thaubildung 524. 618. 635.  
 Thaumenge 518. 636. 637.  
 Thaupunkt 518. 618. 622.  
 Theodolit, magnetischer 927.  
 Thermen 303. 304. 416. 417.  
 Thermoelement 494.  
 Thermograph 546. 550.  
 Thermometer 350  
 — Aufstellung 544.  
 — blankes und schwarzes 517—519.  
 — registrierendes 351. 546.  
 — ventiliertes 544.  
 Thetys 199.  
 Thon 342. 355. 357. 466.  
 — gebrannter, Magnetismus von 978.  
 Thoriumstrahlung 897.  
 Tiefe des Meeres s. Meerestiefe.  
 — der Meeresströme 379. 380.  
 Tiefenstufe, geothermische 278—281. 285.  
 286. 543.  
 Tiefseethon 357. 358.  
 Tierkreis 7.  
 Tierkreislicht 154. 200.  
 — Spektrum 202. 909.  
 Titan (Element) 102. 108.  
 — (Mond) 199.  
 Titania 200.  
 Titius-Bodes Gesetz 88.  
 Tönender Sand 820.  
 Torf 407. 415. 476.  
 Torfmoor 407. 414.  
 Tornados 809—811.  
 — Drehung 810.  
 — Energie 809.  
 — Frequenz 810.  
 — Keller 810.  
 — Richtung 809. 810.  
 — Schwingungen 811.  
 Totalintensität, magnetische 944. 955.  
 Totes Meer 366. 430.  
 Trabanten 173. 197—200.  
 Trachyt 309.  
 Trägheitskurve 677. 681.  
 — Krümmungsradius 679.  
 Transmission s. Durchlässigkeit.  
 Transport der Energie 424.  
 Trapp 528.  
 Travertin 291.

- Triangelmessung 236.  
 Triebkörper 381. 382.  
 Trift, westlicher 688. 689. 727. 756. 761.  
 Trinkwasser 417. 656.  
 Trochoide 440.  
 Trockner Nebel 639.  
 Tromben 698. 722. 807—811.  
 — Bahnen der 808.  
 — Bildung 759. 807. 809.  
 — Drehung 807. 808.  
 — Geräusch bei 811.  
 — Luftdruck bei 809.  
 — Schaden bei 808—810.  
 Tropfen 653—655.  
 — Zusammenfluss von 655. 795.  
 Tropisches Jahr 4.  
 Trübung des Himmelsraumes 12. 44.  
 — der Luft (s. auch Nebel) 485—490.  
 Tuff 291. 418.  
 — vulkanischer 299. 307.  
 Tundren 414. 543. 766.  
 Tunnelbohrungen 280.  
 Turbinen 424. 425.  
 Tuscaroratiefe 321. 352.  
 Tychonischer Stern 60.  
 Typen des Luftdrucks 722.  
 — der Witterung 735.  
 Typhone 698. 706—712.  
  
 Übergangstemperatur 291.  
 Überkältung 803. 804.  
 Übersättigung 486. 632. 635.  
 Überschiebungen 336.  
 Überschwemmungen 420. 428. 432. 705.  
 712. 723.  
 Ufer 421. 425. 468—472.  
 —, Felsen am 468.  
 Ulloas Zirkel 849.  
 Ultraviolettes Licht, Ionisierung durch 894.  
 Umbra 95. 100.  
 Umbriel 200.  
 Umrührung des Meerwassers 379, 410.  
 Umschlag des Wetters 723.  
 Unbemannte Ballons 589.  
 Unperiodisch s. Aperiodisch  
 Unterirdische Wässer 425.  
 Untiefen 444. 463.  
  
 Uranus 197.  
 — Monde 200. 224.  
 — Spektrum 176.  
 Umkehrende Schicht 102. 107. 147.  
 Umkehrung der Spektrallinien 100.  
 — doppelte 101. 103. 108.  
 Umlaufzeiten 72.  
 Unterlauf 419.  
 Urgebirge 315.  
 Urmaterie 223. 224. 225—229.  
 Urnebel 226.  
  
 Vagabondierende Ströme 950. 951.  
 Variationsinstrumente, magnetische 943  
 945—951.  
 Variometer, Luftdrucks- 599.  
 Vegetation 343. 344. 376. 403. 409. 478.  
 482. 522. 543. 637. 768.  
 Venus 172. 181—183. 190.  
 — Atmosphäre 169. 172. 175. 181.  
 — Durchgänge 68. 70.  
 — Spektrum 176.  
 — Temperatur 172. 181.  
 — Umdrehung 181.  
 Veränderliche Sterne 53.  
 Veränderlichkeit von Mittelwerten 552.  
 Veränderungen des Sternhimmels 19. 66.  
 Verbiegung 336.  
 Verbrennung 478. 570.  
 Verdampfung s. Verdunstung.  
 Verdunstung 430. 524. 532. 620—624.  
 — „negative“ 622.  
 — Perioden 623. 624.  
 Verdunstungshöhe 622.  
 Verdunstungsmesser 622.  
 Verdunstungswärme 612. 613. 638.  
 Verfinsterungen 2.  
 — der Jupitermonde 68.  
 Vergleichung mit naheliegenden Stationen 551. 611. 664.  
 Vermischung 633.  
 Vermoderung 480. 483.  
 Vermoorung 407.  
 Verschiebung der Erdachse 270—272. 609.  
 — — Erdschichten 290. 327.  
 — — Luftmasse 609. 733.  
 — — Spektrallinien 28—32. 63. 69.  
 103. 124. 192. 196.

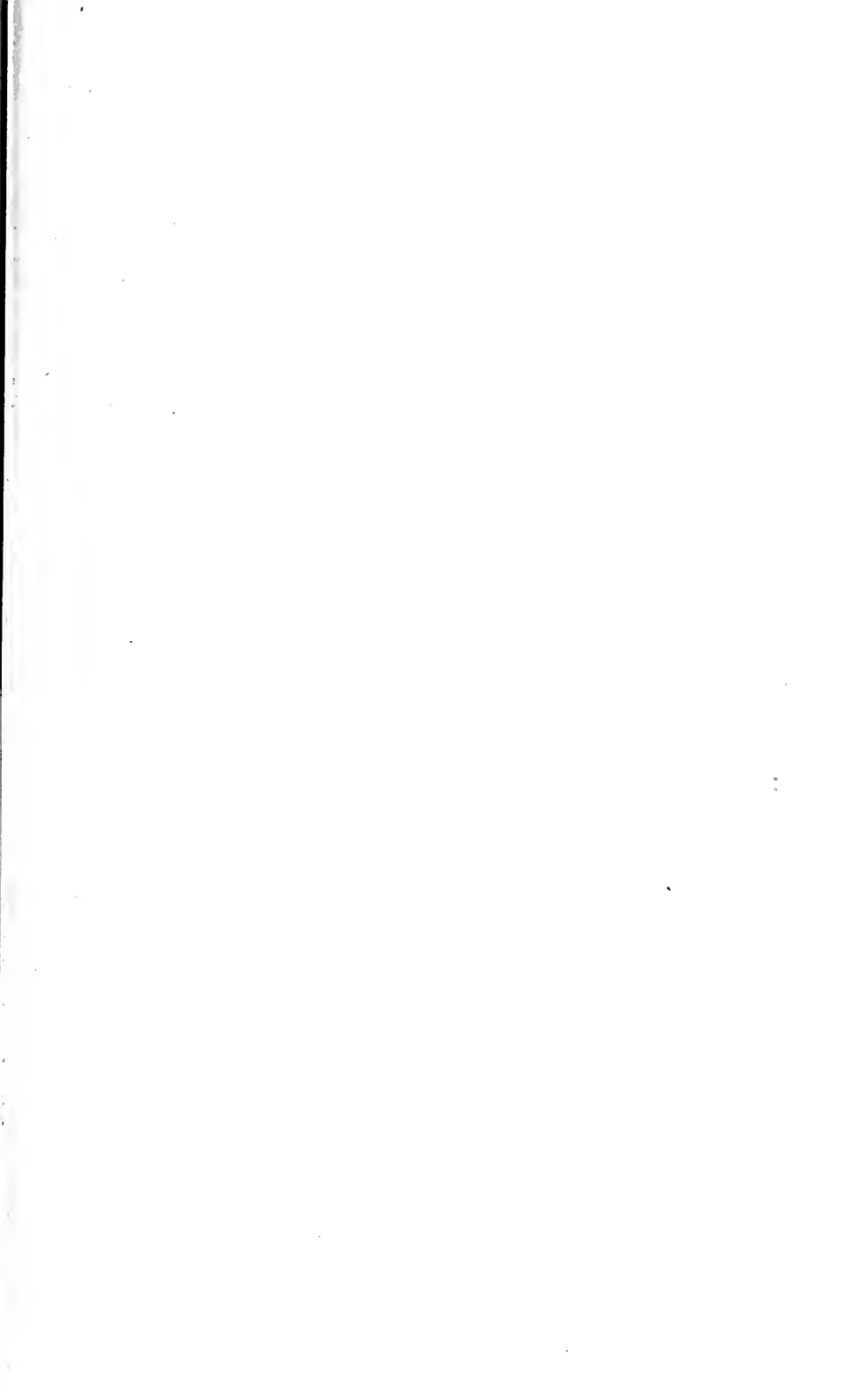
- Verschiebung der Ufer 346. 514.  
 Verschieferung 295.  
 Verschleierung 488.  
 Verschwindungstiefe 375. 376.  
 Versickerung des Wassers 407. 425. 767. 768.  
 Versteinering s. Fossil.  
 Verteilung der Kohlensäure zwischen Luft und Wasser 478.  
 — — Sterne im Raume 12 52. 59.  
 Vertikale Strömungen der Luft 615. 621. 623. 636. 641. 643. 692. 700. 704.  
 Vertikalintensität, erdmagnetische 955. 959. 974. 975.  
 Verwerfung 290. 407.  
 Verwitterung 189. 309. 338. 340. 342—345. 421. 430. 475. 476.  
 Vesta 90. 176.  
 Vesuv 296. 303. 315.  
 Vesuvtypus 309.  
 V-förmige Rinne 723. 796.  
 — — Winde bei 798.  
 Virginis,  $\gamma$  47.  
 Vulkane 296—316. 476.  
 — Auswürflinge 297—300. 326. 354. 422.  
 — Bau 307.  
 — Druck des Lavas in 311.  
 — Entstehung 311—316.  
 — Exhalationen 296. 297. 310. 476. 478. 482.  
 — Gänge 310. 338.  
 Vulkanen -Gebiete 279. 282. 416.  
 — und Sonnenflecke 143.  
 — Verteilung 306. 316. 336.  
 Vulkanische Gesteine 292—295. 980.  
 — Gewitter 296- 794.  
 — Nebel 639.  
 — Störungen des Erdmagnetismus 990.  
 Vulkanismus 290. 305—316. 339. 340. 358. 461.  
 Wadis 768.  
 Wagram 433.  
 Wald s. auch Birkenwald, Fichtenwald 420. 482. 524. 526. 543. 630. 705. 764. 898.  
 Waldgrenze 568.  
 Waldkurorte 483.  
 Walenohrknöchel 358.  
 Wallebenen 179.  
 Wandelsterne 65.  
 Wärmeabsorption s. auch Absorption und Glashaushalt 170. 494. 498. 499. 502—505. 515—517.  
 Wärmespeicherung 523 — 525. 536. 538—542.  
 Wärmeausdehnung 371.  
 Wärmeausstrahlung 514. 518—525. 576. 588.  
 Wärmebilanz des Bodens 506. 507. 523 —525. 536.  
 Wärmegewitter 787. 794. 795. 801.  
 Wärmehaushalt des Sonnensystems 158 —163. 340.  
 Wärmekapazität 284. 386. 513. 526. 531. 534. 542. 555.  
 Wärmeleitfähigkeit des Bodens 165. 284. 338. 524. 526. 531. 533. 717. 752. 756.  
 — der Luft 491.  
 — des Schnees 394. 534. 543.  
 Wärmestrahlung 294. 338. 492. 585. 587. 636. 749. 756.  
 Wärmewellen 340. 378. 412. 413. 526—533.  
 Wärmewirkung auf Gesteine 217. 218. 344. 767.  
 Wasser 295. 312. 344.  
 — im Boden 530. 623. 636.  
 — Durchsichtigkeit 375.  
 — Farbe 374. 409.  
 — hartes, weiches 417.  
 Wasserdampf 181. 285. 296. 303. 473. 475. 481. 495. 498. 499. 503—505. 507. 576. 581. 613—631.  
 — Abnahme mit der Höhe 615, 624—626.  
 — Menge 475. 625. 626. 630.  
 Wasserfälle 407. 420. 422.  
 — Luft-Elektricität bei 886.  
 Wasserhosen 806.  
 Wasserkollektor 882.  
 Wassermarken 465.  
 Wasserproben 350. 351.  
 Wasserscheiden 429.  
 Wasserscöpfer 350.  
 Wasserstand 570.  
 Wasserstoff 24. 33. 174. 477. 482. 503. 923.  
 — Protuberanzen 108—114.

- Wasserstoff Spektrum 23. 44. 102. 923.  
 — -Sterne 24. 44. 57. 58.  
 Wasserwage 277.  
 Wasserwellen s. Wellen.  
 Wega 9. 17. 24. 30. 32. 269.  
 Weinbau 567.  
 Weinlesezeit 143. 568. 571.  
 Weisse Sterne 21. 24. 52.  
 Weizenpreise und Sonnenflecke 143.  
 Wellen in Wasser 436—464. 646.  
 — in der Luft (s. Akustik) 645. 646.  
 — Abtragung durch 468.  
 — Bewegung 378. 436—464.  
 — Entstehung 646.  
 — Höhe 436. 442.  
 — hügelförmige 439.  
 — Kämme 438. 647.  
 — Länge 438.  
 — stehende 442. 445.  
 Wellendynamometer 445.  
 Weltachse s. Erde, Achse der.  
 Weltmeer s. Ocean und Meer.  
 Westindische Tiefe 353.  
 Wetter 700. 722.  
 — bei Cyklonen 700—704.  
 — Prognose 701. 722. 734. 735.  
 — Umschlag 723.  
 — Zusammenhang in verschiedenen Erd-  
 teilen 730—735.  
 Wetterkarten 606. 681. 698.  
 Wetterleuchten 773.  
 Wettersäulen 807—811.  
 Wetterschiessen 805. 806.  
 Wiederhall 815. 816.  
 Widerstandsthermometer 351.  
 Widmanstätten'sche Figuren 214.  
 Wien-Plancksche Formel 499.  
 Wildbäche 419. 429.  
 Wildbäder 417.  
 Wilsonsche Sonnenfleckentheorie 97.  
 Wind 342. 380. 383. 426. 489. 667—696.  
 . 798. 819.  
 — Drehung 672. 703.  
 — Fahne 382. 666.  
 — Geschwindigkeit 620. 621. 659. 666—  
 675. 677. 681—685. 692. 697. 702.  
 708. 716. 737. 749. 750. 760. 771.  
 — — in der Höhe 675. 759. 760.  
 — Integrator 671.  
 Arrhenius, Kosmische Physik.  
 Wind Komponente 671. 689.  
 — Manometer 670.  
 — Periodicität 671—674.  
 — Richtung 145. 668. 672. 673. 681.  
 688. 689. 698—700. 704. 760.  
 — — in der Höhe 688. 689. 727. 756.  
 761. 762.  
 — -Rose 700—701.  
 — und Sonnenfleckenperiode 145.  
 — -Stärke s. Windgeschwindigkeit.  
 — -Stille 639. 671. 688. 689. 708. 709. 717.  
 — Ursache 675—685.  
 Winter, Länge der 274.  
 — -Gewitter 787. 789—791.  
 — -Temperatur auf Island-Grönland  
 731. 732.  
 — — in Westeuropa 146. 730—732.  
 Wirbel in der Luft s. Luftwirbe .  
 — im Wasser 379.  
 Wirbelgewitter 794. 796. 801.  
 Wirbelströme 383. 463.  
 Witterung s. Wetter.  
 Wolf-Rayet-Sterne 25. 61.  
 Wolken 285. 501. 522. 638. 785.  
 — -Bank 643.  
 — -Bruch 299. 660. 725.  
 — -Decke 704.  
 — -Dicke 644. 645. 649.  
 — -Elektricität 881. 887. 888.  
 — Entstehung 634. 637. 643. 644.  
 — -Formen 642. 643.  
 — Geschwindigkeit 647. 650. 750.  
 — Höhe 647—650. 851.  
 — irisierende 850—852.  
 — leuchtende 580. 649. 851. 921.  
 — Periodicität 645. 649. 695. 851.  
 — und Sonnenflecke 141.  
 — Strahlung 525.  
 — Tropfengrösse 641.  
 — Wassermasse 661.  
 — Wellen 645.  
 Wurzel 343.  
 Wüste 663. 766—768.  
 Wüstensand 770.  
 Wüstensteine 218. 344. 767.  
 Wüstenwind 489.  
 Xenon 474. 911  
 Youngs'sche Regenbogentheorie. 841.

- Zähflüssigkeit 130. 277. 283. 312. 315.  
     334. 338. 448.  
 Zenithdistanz 5.  
 Zenithfluten 452.  
 Zergliederung der Landmassen 346.  
 Zerklüftung 293. 344. 767.  
 Zerstreuung der Elektrizität 894—901.  
   — — — auf Bergen 897. 898.  
   — — — Geschwindigkeit 895—897. 900.  
     901.  
   — — — in Grundluft 900. 901.  
   — — — in Nebel 899.  
   — — — Periodicität 898.  
   — — — Verteilung, geographische 898.  
   — — — im Wald 898.  
   — — — bei wolkigem Wetter 898.  
   — — — zeitliche Zunahme 896. 901.  
 Zerstreuung der Sonnenstrahlen 500—502.  
 Zeugen 767.  
 Zirknitzer-See 407.  
 Zittern der Himmelskörper 829—832.  
 Zodiac 7.  
 Zodiacallicht 155. 200. 909.  
   — Spektrum 202. 909.  
 Zonen, Klimatische 552.  
 Zonenkatalog 11.  
 Zoutpans 409.  
 Zug, leiser 671.  
 Zündende Blitze 781. 790.  
 „Zunge“ 723  
 Zusammenfließen von Tropfen 655. 795.  
 Zusammenstoss von Himmelskörpern 156.  
     230. 274.  
 Zusammenziehung der Erde 240. 284.  
     289. 312. 336—341.  
   — — Sonne 159. 222.  
 Zweijährige Periode (Woeikoff) 414. 571.  
     572. 732.  
 Zwillinge, Sternhaufen 39. 41.  
   — U 57.  
 Zypressensümpfe 414.









AUG 19 1983

**PLEASE DO NOT REMOVE  
CARDS OR SLIPS FROM THIS POCKET**

---

**UNIVERSITY OF TORONTO LIBRARY**

---

Physical &  
Applied Sci.

